

Документ подписан простой электронной подписью

Информация о владельце:

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

ФИО: Ильшат Ринатович Мухаметзянов

РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Должность: директор

Дата подписания: 13.06.2023

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение

Уникальный программный ключ:

высшего образования «Казанский национальный исследовательский

aba80b84033c9ef196388e9ea0434f90a83a40954ba270e84bcbe64f02d1d8d0

технический

университет им. А.Н. Туполева-КАИ»

(КНИТУ-КАИ)

Чистопольский филиал «Восток»

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ ПО УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЕ

«ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛУЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ»

Индекс по учебному плану: **Б1.В.06**

Направление подготовки: **12.03.01 Приборостроение**

Квалификация: **Бакалавр**

Профиль подготовки: **Приборостроение**

Вид профессиональной деятельности: **проектно-конструкторский,
производственно-технологический**

Рекомендованы УМК ЧФ КНИТУ-КАИ

Чистополь

2023 г.

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ ПЛЁНОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ГИС

Цель работы: знакомство с рентгеноструктурным анализом тонких плёнок.

ВВЕДЕНИЕ

Физические свойства тонких плёнок определяются не только химической природой вещества плёнки, но и её структурой. Под структурой подразумевается:

а) степень упорядоченности, т.е. является плёнка монокристаллической, текстурированной — имеет место предпочтительная ориентация кристаллов по отношению к подложке, полукристаллической, аморфной;

б) тип реальной структуры кристаллитов;

в) количество фаз;

г) размер кристаллитов.

Для получения ГИС с воспроизводимыми параметрами необходимо использовать тонкие плёнки с заданной и неизменяющейся структурой. Этого можно добиться, если при отработке технологически тонких плёнок будет установлено влияние различных технологических факторов на структуру плёнки. Одним из методов, позволяющих провести подобные исследования, является рентгеноструктурный анализ. Рентгеноструктурный анализ относится к пассивным методам неразрушающего контроля плёночных элементов ГИС. Он позволяет определить межплоскостные расстояния, тип кристаллической решётки, фазовые состав плёнки.

ОСНОВЫ РЕНТГЕНОСТРУКТУРНОГО МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЯ

Теоретические и экспериментальные основы рентгеноструктурного анализа твёрдых тел были заложены в 1912 – 13 годах Лауэ и его сотрудниками, Вульфом Ю.В., Брэггом У.Г., Брэггом У.Л. В основе этого метода лежит дифракция рентгеновских лучей при прохождении через кристалл. Рассмотрим семейство параллельных, равноотстоящих друг от друга атомных плоскостей в кристалле (рис. 1).

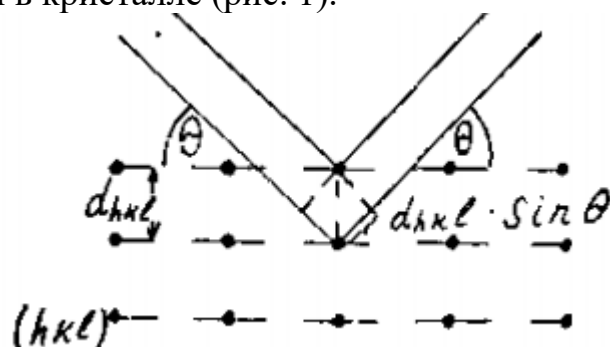


Рис. 1

На рис. 1: d_{hkl} — межплоскостное расстояние, (hkl) — индексы Миллера данного семейства плоскостей.

Пусть на кристалл падает параллельный пучок монохроматических (определённой длины λ) рентгеновских лучей под некоторым углом

скольжения θ по отношению к атомной плоскости кристалла. Лучи параллельного пучка отражаются от атомных плоскостей под одним и тем же углом θ . Наблюдение дифрагированных пучков возможно лишь в том случае, когда отражённые от параллельных атомных плоскостей пучки интерферируют с взаимным усилением. Для лучей, отражённых от соседних плоскостей, разность хода равна $2d_{hkl} \cdot \sin \theta$. Излучение, отражённое от соседних атомных плоскостей, будет при интерференции усиливаться в том случае, когда разность хода равна целому числу длин волн. Таким образом условие интерференционного максимума при отражении есть

$$2d_{hkl} \sin \theta = n \cdot \lambda$$

где n — порядок спектра ($n = 1, 2, 3 \dots$). Это формула Вульфа-Брегга.

Из формулы Вульфа-Брегга следует, что, измеряя экспериментально углы дифракционных максимумов, зная длину волны рентгеновского излучения, можно рассчитать межплоскостное расстояние. Каждая фаза обладает своей кристаллической решёткой. Семейство атомных плоскостей, образующих эту решётку, обладает своим, характерным только для данной решётки, набором значений межплоскостных расстояний d_{hkl} . Поэтому знание межплоскостных расстояний исследуемого объекта позволяет охарактеризовать его кристаллическую решётку и определить его фазовый состав.

При исследовании структуры тонких плёнок применяется метод, разработанный Дебаем и Шерером, использующий монохроматическое рентгеновское излучение, а в качестве образцов плёнки или порошок.

В практике научно-исследовательских лабораторий широкое применение находят рентгеновские дифрактометры, использующие ионизационные или сцинтилляционные методы регистрации дифракционных максимумов. Современный дифрактометр является сложной установкой, в которой осуществляется фокусировка лучей, отражённых от образца и измеряется интенсивность дифракционных максимумов с помощью счётчиков. Установка снабжена электронной и интегрирующей схемами и автоматической записью кривых интенсивностей.

В СССР серийно-выпускаются различные дифрактометры, например, марок ДРОН-0, 56ДРОН-1, ДРОН-2 (дифрактометр рентгеновский общего назначения, цифра у марки означает его мощность в кВт). На рис. 2 и рис. 3 приведён общий вид и структурная схема ДРОН-1.

В этой установке исследуемый образец и счётчик располагаются в гониометре, кинематическая схема которого обеспечивает совместное вращение образца и счётчика с соотношением скоростей 1:2. Отсчёт углов поворота производится с помощью проектируемой шкалы с нониусом. Щелевая система гониометра состоит из входного и выходного щелевых устройств, дающих возможность вырезать первичный и отражённый пучок требуемой формы и размеров. Плоский образец помещается в держатель 1 (рис. 3) таким образом, чтобы его поверхность находилась на оси вращения гониометра. Проекция фокуса рентгеновской трубки F на щель счётчика 2 располагается на одной окружности (окружности фокусировки). Важной особенностью дифрактометра является способность фокусировать в резкую дифракционную линию излучение, которое отражается от большой поверхности образца

согласно условия Вульфа-Брегга. Это значительно увеличивает чувствительность и отношение сигнал/шум. Для этого поверхность образца должна совпадать с кругом фокусировки. В случае плоского образца его поверхность размещается таким образом, чтобы она касалась этого круга. Если рентгеновские лучи расходятся из точки на окружности фокусировки и попадают на образец, тогда все лучи, дифрагированные в разных участках образца от одного и того же семейства плоскостей (hkl) снова пересекаются и регистрируются на этом круге. Источник рентгеновских лучей или может быть расположен непосредственно на этом круге, или наименьшее поперечное сечение луча монохроматора может быть использовано как точка, из которой возникают падающие рентгеновские лучи. Во время перемещения по окружности счётчик должен быть обращён к образцу. Для сохранения условий фокусировки счётчик при вращении образца с угловой скоростью ω должен перемещаться со скоростью 2ω . Дифракция происходит от плоскостей (hkl) параллельных поверхности плёнки. Особенностью такой фокусировки является то, что в отражающемся положении при регистрации дифракционного максимума (hkl) оказываются те кристаллы, кристаллографические плоскости, которые параллельны поверхности образца. Регистрация дифракционных максимумов может производиться двумя методами: а) при непрерывном вращении образца и счётчика; б) по точкам при последовательных поворотах образца и счётчика. Схема регистрирующей системы дифрактометра приведена на рис. 5. При непрерывной записи импульсы от счётчика квантов попадают в интегрирующую схему, содержащую RC-цепочки. В зависимости от задач исследования можно переключателем устанавливать то или иное значение величины RC, которая носит название постоянной времени T . При больших T происходит большее сглаживание импульсов. Падение напряжения на сопротивлении R регистрируется ламповым вольтметром. Ток, текущий через это сопротивление является мерой интенсивности рентгеновского излучения. Показания лампового вольтметра регистрируются самопишущим электронным потенциометром. Типичная дифрактограмма, полученная при непрерывной записи приведена на рис. 6.

В качестве источника рентгеновских лучей применяются электронные трубки с анодами из различных металлов. Электронные трубки вакуумированы до давления 10^{-4} и 10^{-5} Па. Электроны накалённого катода бомбардируют холодный анод, генерируют характеристические рентгеновы лучи. В заводских лабораториях обычно используют трубки с медным анодом. Они дают достаточно жёсткое и достаточно монохроматическое излучение без посторонних (паразитных) излучений, так как анод изготавливают из очень чистой меди. Обычно используют α излучение К-серии (для чего применяют специальные фильтры). Медное K_α -излучение — $\text{Cu}K_\alpha$ — имеет длину волны $\lambda = 1,5418 \times 10^{-10}$ м.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР ПО РЕНТГЕНОГРАММАМ

Идентификация — это установление вещества по данным о межплоскостных расстояниях и относительных интенсивностях их отражений.

По рентгенограмме можно определить, из каких химических соединений состоит образец, а также кристаллическую модификацию этих соединений.

Каждой фазе свойственна определённая кристаллическая решётка. Семейства атомных плоскостей, соответствующие этой решётке, имеют набор межплоскостных расстояний $\frac{d}{n}$, характерных только для этой решётки. От каждого химического соединения на рентгendifрактограмме возникает свой набор линий. Измеренные относительно интенсивности линий и определённые по рентгendifрактограмме межплоскостные расстояния называют рентгеновской характеристикой вещества, называют реперными. Они исчезают на рентгendifрактограмме последними, если содержание данной фазы в образце уменьшается. По реперным линиям и выявляют обычно фазы.

Сравнение экспериментальных данных $\frac{d}{n}$ с табличными значениями в большинстве случаев позволяет узнать, какое вещество (фаза) содержится в исследуемом образце. Совпадение (в пределах ошибок эксперимента) экспериментально найденных и табличных значений межплоскостных расстояний недостаточно для однозначной идентификации вещества: необходимо также совпадение относительных интенсивностей отражений. Следует отметить, что наиболее достоверные данные получаются из расчёта последних линий рентгенограмм, т.е. линий, отвечающих наибольшему углу. Сведения о $\frac{d}{n}$ и интенсивностях отражений некоторых неорганических, органических, минеральных и синтетических агрегатов имеются в литературе.

Наиболее полный и постоянно обновляемый определитель структур — картотека АТМ (Американского общества испытаний материалов). Эта картотека имеет два ключа. В алфавитном ключе по алфавиту перечислены вещества, сведения о которых имеются в картотеке, приведены номера соответствующих карточек и межплоскостных расстояний для трёх наиболее интенсивных отражений каждого вещества. Этим ключом удобно пользоваться, если известно, из каких элементов состоит исследуемый образец и можно предположить его фазовый состав. Во втором случае все имеющиеся в картотеке вещества перечислены в порядке убывания межплоскостных расстояний наиболее интенсивных отражений. Этот ключ даёт возможность отыскать нужную карточку даже в том случае, когда о составе исследуемого образца ничего неизвестно. В каждой карточке содержится следующая информация: номер карточки, межплоскостные расстояния и относительные интенсивности трёх наиболее интенсивных отражений, условия съёмки, способ оценки интенсивностей и цитируемая литература, сведения о сингонии, пространственной группе и параметрам решётки, способ получения образца, его физических свойствах, химическая и структурная формулы, название вещества, набор $\frac{d}{n}$, относительной интенсивности и индексов отражений.

Если образец однофазный, то определение этой фазы представляется простой задачей.

Идентификация кристаллических структур начинается с расчёта межплоскостных расстояний, отвечающих всем максимумам интенсивностей на рентгendifрактограмме, для чего на рентгendifрактограмме с достаточной

точностью определяется угол θ соответствующий максимуму интенсивностей по формуле Вульфа-Брегга

$$2d \sin \theta = n\lambda$$

рассчитывают $\frac{d}{n}$ (длина волны λ используемого рентгеновского излучения всегда бывает указана). Таким образом последовательно определяют $\frac{d}{n}$ для всех максимумов интенсивностей начиная с самых сильных линий. Затем, используя таблицу межплоскостных расстояний и относительных интенсивностей, находят вещество рентгендифрактограмме которого расшифровывалась.

Сравнение экспериментальных результатов с табличными начинают с наиболее интенсивных отражений. Если три-четыре наиболее интенсивных отражений предполагаемого вещества на рентгендифрактограмме отсутствуют, нужно сравнить полученные с табличными данными для других веществ. Идентификация вещества затруднена, если оно является твёрдым раствором и имеет периоды, существенно отличающиеся от табличных (для чистого вещества).

Если образец многофазный, то определение фаз более сложно. Рентгендифрактограмма многофазной смеси представляет собой наложение рентгендифрактограмм отдельных фаз, интенсивность линий которых пропорциональна содержанию фазы в системе. Однако, соотношение интенсивностей линий для данной фазы должно сохраниться, даже если она из смеси. Следует учесть возможность наложения линий двух различных фаз, при этом на рентгендифрактограмме исследуемого образца такая линия будет более сильной, чем это следует из таблиц. Фаза, содержание которой в смеси невелики, может быть представлена на рентгендифрактограмме лишь несколькими наиболее интенсивными из присущего ей ряда линиями. Выделение рядов $\frac{d}{n}$ соответствующих каждой из присутствующих в образце фаз и идентификация их дают возможность определить фазовый состав образца.

РАЗРЕШЁННЫЕ РЕФЛЕКСЫ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ КУБИЧЕСКИХ РЕШЁТОК

Для кристаллов кубической сингонии существует связь между величиной межплоскостного расстояния d , периодом идентичности a и индексами Миллера плоскости h, k, l :

$$a = d_{hkl} \times \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$$

Количество рефлексов, которые могут возникнуть на рентгендифрактограмме, определяются типом кристаллической решётки:

- Примитивная решётка (P): все
- Объёмноцентрированная (I): если $h+k+l=2$
- Гранецентрированная (F): если h, k, l или все нечётные, или все чётные, считая 0 чётным
- Алмазная (D): или все нечётные h, k, l , или все чётные h, k, l , если сумма делится на 4.

В таблице 1 приведены разрешённые + рефлексыв h, k, l для кубических решёток.

ЗАДАНИЯ

1. Дана рентгendifрактограмма неизвестного вещества, снятая на CuK_α излучении с $\lambda = 1,54178 \times 10^{-10}\text{м}$. Определить вещество и его кристаллическую модификацию.

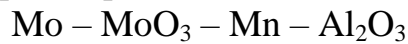
2. Дана рентгенограмма медной плёнки, снятая на CuK_α излучении с $\lambda = 1,54178 \times 10^{-10}\text{м}$. Определить, от каких плоскостей решётки получены интерференционные максимумы. Какова кристаллическая структура меди.

3. Необходимо идентифицировать структуру плёнки, полученной напылением золота и меди, а затем подвергнутой термообработке в различных режимах. Для чего представлены рентгendifрактограммы, снятые на $\text{CuK}\alpha$ излучении с $\lambda = 1,54178 \times 10^{-10}\text{м}$.

Следует учесть возможность образования соединения Cu_3Au .

Как влияет термообработка на структуру плёнки?

4. Даны рентгendifрактограммы спеченных таблеток из смеси



Определить составе получившихся таблеток, учитывая возможность образования шпинели MnAl_2O_4 . Сравнить по интенсивности линий количество шпинели в поверхностном слое и внутренних слоях. Съёмка проводилась на излучении $\text{FeK}\alpha$ с $\lambda = 1,94 \times 10^{-10}\text{м}$.

МЕЖПЛОСКОСТНЫЕ РАССТОЯНИЯ И ИНТЕНСИВНОСТИ

Золото			Медь		
<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>	<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>
111	2,35	1,00	111	2,08	1,00
200	2,03	0,53	200	1,798	0,86
220	1,439	0,33	220	1,271	0,71
311	1,227	0,40	311	1,083	0,86
222	1,173	0,09	222	1,038	0,56
400	1,019	0,03	400	0,900	0,29
331	0,935	0,09	331	0,826	0,56
420	0,910	0,07	420	0,806	0,42
422	0,832	0,04	422	0,735	0,42
511	0,784	0,04			
Молибден			Марганец		
<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>	<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>
110	2,22	1,00	321	2,36	0,02
200	1,57	0,36	400	2,22	0,02
211	1,28	0,57	330	2,09	1,00
220	1,14	0,17	332	1,89	0,20
310	0,99	0,23	422	1,81	0,10
222	0,91	0,07	431	1,74	0,16
321	0,84	0,23	622	1,34	0,02
400	0,78	0,03	444	1,28	0,07
411	0,74	0,14	550	1,25	0,10
420	0,70	0,11	633	1,21	0,28
332	0,67	0,09	642	1,16	0,02
422	0,64	0,06	651	1,13	0,03
510	0,62	0,14	822	1,04	0,06
Германий			Палладий		
<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>	<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>
111	3,266	1,00	111	2,202	1,00
220	2,000	0,68	200	1,894	0,86
311	1,706	0,38	220	1,366	0,59
400	1,414	0,10	311	1,163	0,61
331	1,298	0,15	222	1,153	0,27
422	1,1547	0,20	400	0,972	0,19
333	1,0888	0,12	331	0,89	0,46
440	0,998	0,10	420	0,869	0,47
531	0,953	0,12	422	0,795	0,63
620	0,894	0,12			
533	0,861	0,15			
444	0,815	0,08			
551	0,793	0,20			

Оксид молибдена			Шпинель		
<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>	<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>
020	6,9	0,24	311	2,492	—
110	3,80	0,60	400	2,067	—
040	3,46	0,40	331	1,596	—
021	3,25	1,00	440	1,464	—
130	300	0,06	533	1,262	—
111	2,66	0,32	444	1,195	—
041	2,52	0,08			
060	2,30	0,32			
131	2,26	0,06			
141	2,13	0,06			
200	1,97	0,24			
002	1,83	0,24			
080	1,73	0,16			
221	1,70	0,04			
102	1,67	0,12			
Cu ₃ Au			Оксид алюминия		
<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>	<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>
100	3,71	0,4	102	3,47	0,50
110	2,68	0,08	112	2,55	0,75
111	2,13	1	101	2,37	0,30
200	1,86	0,2	102	2,08	1,00
210	1,67	0,02	202	1,74	0,50
211	1,52	0,01	123	1,59	1,00
220	1,32	0,15	233	1,54	0,05
311	1,13	0,1	103	1,50	0,05
222	1,08	0,01	112	1,40	0,40
400	0,94	0,01	234	1,37	0,50
331	0,86	0,05	202	1,23	0,20
420	0,83	0,05	131	1,16	0,10
Оксид меди			Полуоксид меди		
<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>	<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>
111	2,51	1,0	110	3,00	0,03
111	5,31	1,0	111	2,45	1,00
311	1,41	0,20	200	2,12	0,31
220	1,27	0,20	220	1,51	0,44
311	1,29	0,05	311	1,28	0,31
004	1,25	0,10	222	1,23	0,05
313	1,60	0,06	400	1,06	0,03
			331	0,97	0,05
			420	0,95	0,03
			422	0,87	0,03
			511	0,20	0,03

Никель			Кремний		
<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>	<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>
111	2,038	1,00	111	3,12	1,00
200	1,766	0,50	220	1,91	1,00
220	1,252	0,40	311	1,63	0,63
311	1,067	0,60	400	1,354	0,18
222	1,022	0,10	331	1,242	0,25
400	0,884	0,02	422	1,104	0,40
331	0,812	0,20	511	1,039	0,35
420	0,792	0,16	440	0,958	0,06
422	0,723	0,10	531	0,916	0,13
511	0,681	0,10	620	0,857	0,08
440	0,625	0,02	533	0,826	0,03
531	0,598	0,08	444	0,782	0,01
442	0,590	0,07			
Алюминий			Железо		
<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>	<i>hkl</i>	<i>d/n</i>	<i>I</i>
111	2,33	1,00	110	2,01	1,00
200	2,02	0,40	200	1,428	0,15
220	1,430	0,30	211	1,166	0,38
311	1,219	0,30	220	1,010	0,10
222	1,168	0,07	310	0,904	0,08
400	1,011	0,02	222	0,825	0,03
331	0,928	0,04	321	0,764	0,10
420	0,905	0,04	330	0,673	0,03
422	0,826	0,01	420	0,638	0,03
511	0,778	0,01			

**РАЗРЕШЁННЫЕ РЕФЛЕКСЫ ОТ ПЛОСКОСТЕЙ ДЛЯ
КУБИЧЕСКИХ РЕШЁТОК**

Индексы плоскостей	Тип решётки			
	простая	объёмноцентрированная	гранецентрированная	алмаза
100	+	нет	нет	нет
110	+	+	нет	нет
111	+	нет	+	+
200	+	+	+	нет
210	+	нет	нет	нет
211	+	+	нет	нет
220	+	+	+	+
221	+	нет	нет	нет
300	+	нет	нет	нет
310	+	+	нет	нет
311	+	нет	+	+
222	+	+	+	нет
320	+	нет	нет	нет
321	+	+	нет	нет
400	+	+	+	+
322	+	нет	нет	нет
410	+	нет	нет	нет
330	+	+	нет	нет
411	+	+	нет	нет
331	+	нет	+	+

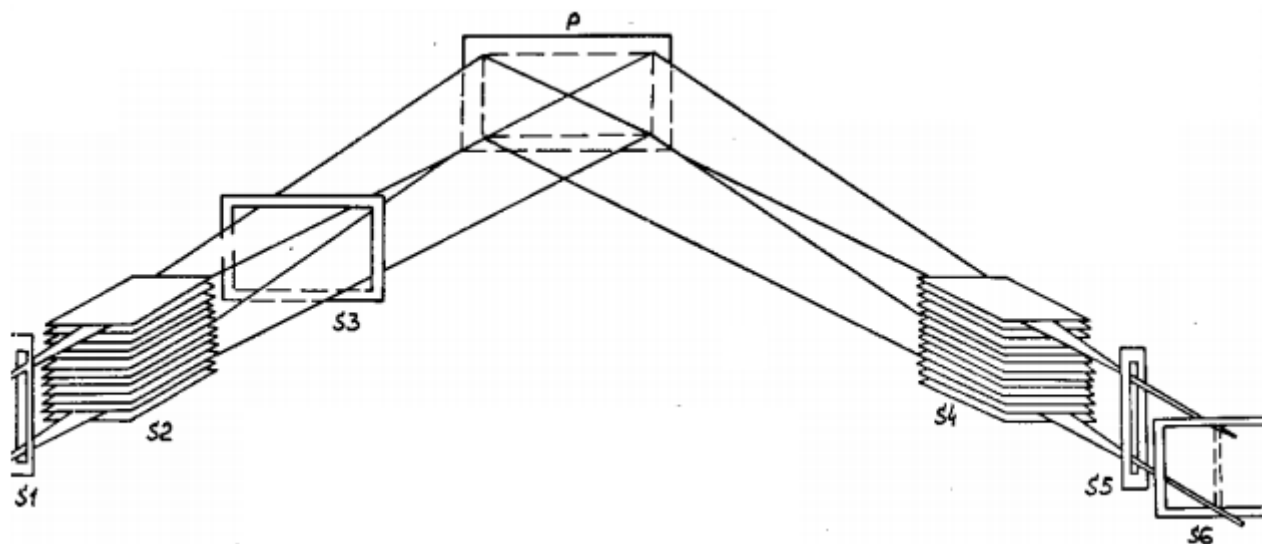


Рис. 2 Рентгенооптическая схема дифрактометра ДРОН-1

F — фокус рентгеновской трубки;

$S1, S5$ — щели, ограничивающие горизонтальную расходимость пучка рентгеновских лучей;

$S2$ и $S4$ — диафрагмы Соллера;

$S3$ и $S6$ — щели, ограничивающие высоту пучка;

P — образец.

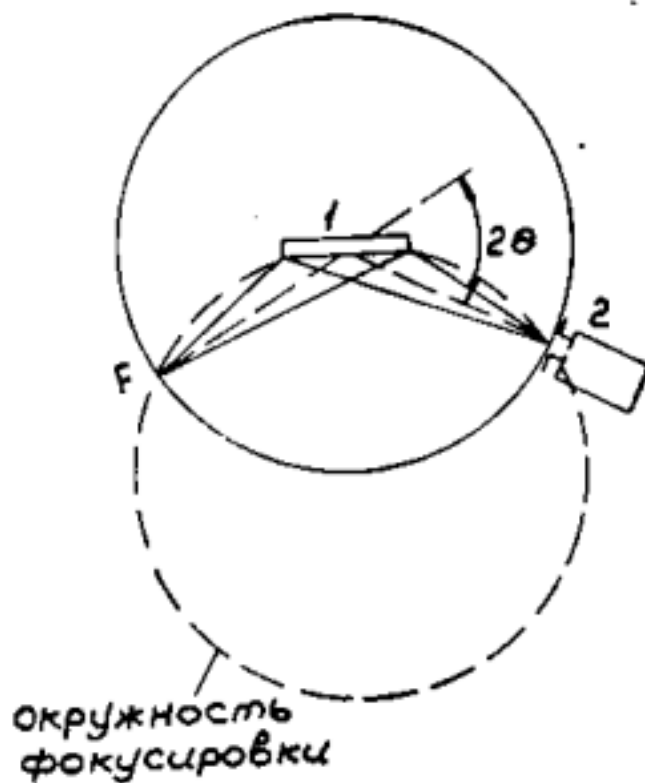


Рис. 3

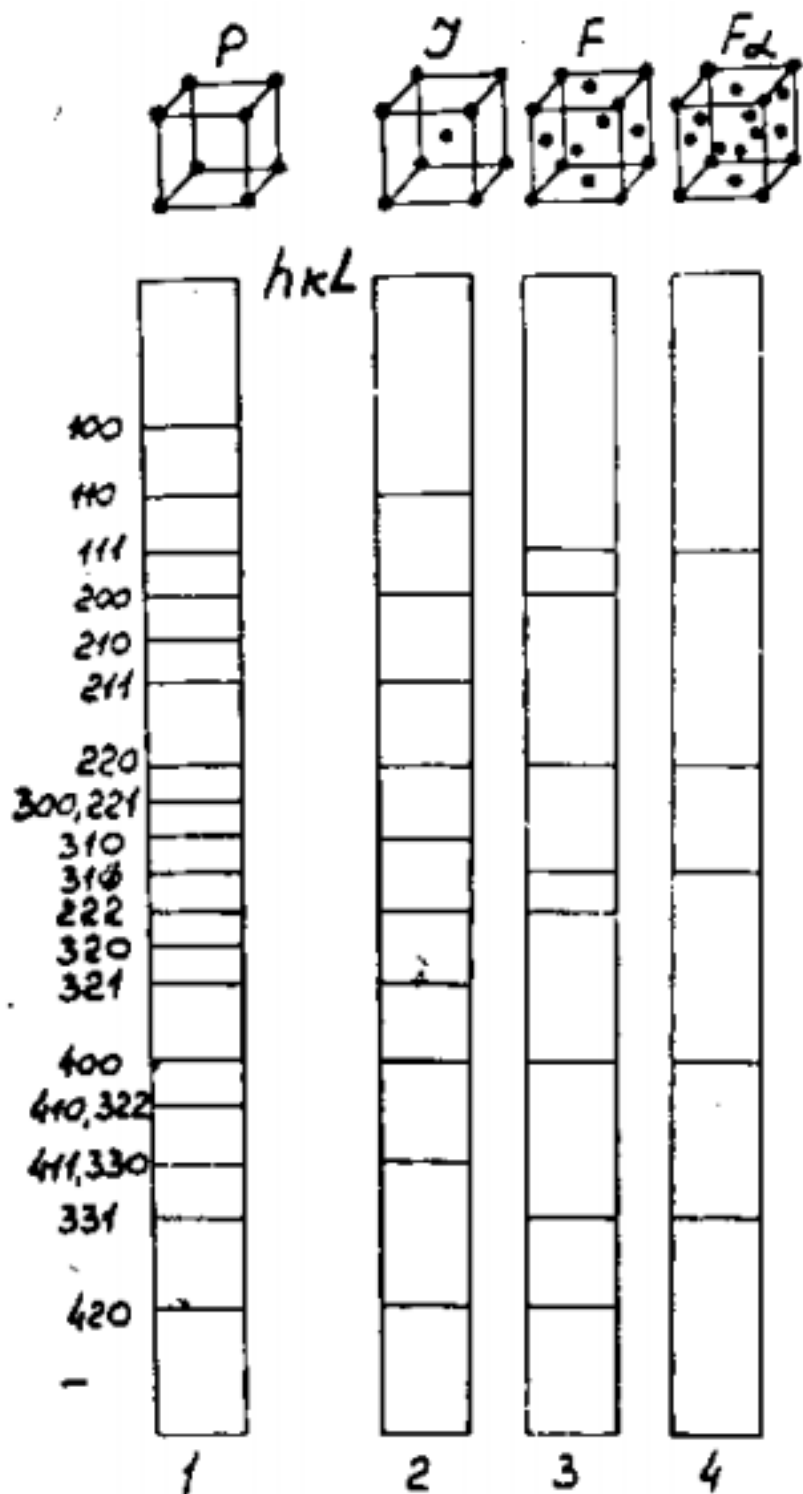


Рис. 4 Схемы рентгенограмм веществ с различной решёткой.
 1 — примитивная кубическая структура; 2 — объёмноцентрированная кубическая структура; 3 — гранецентрированная кубическая структура; 4 — структура алмаза

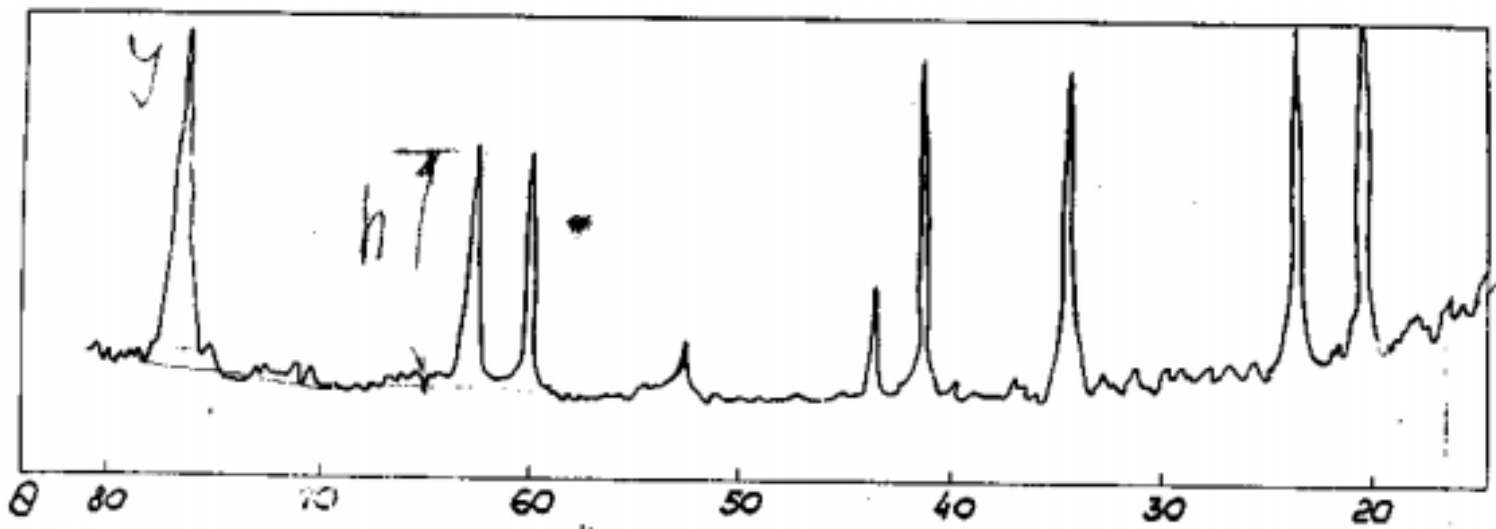


Рис. 5

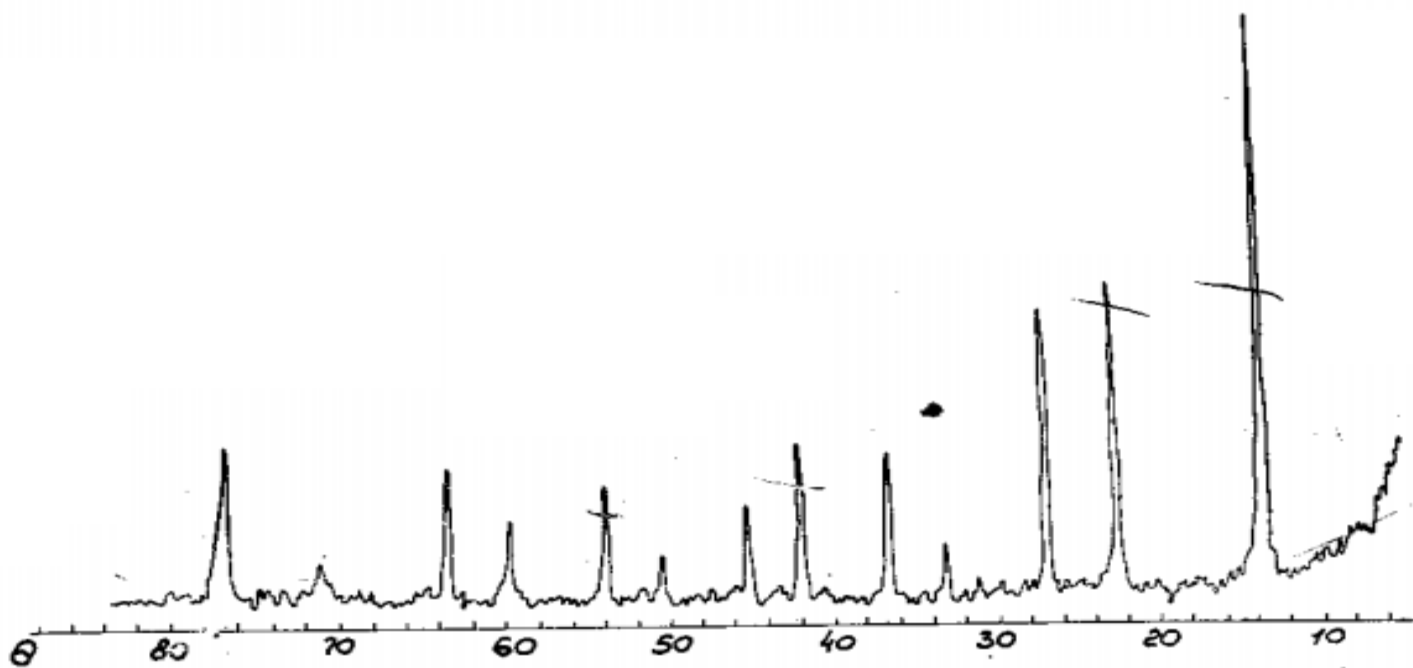


Рис. 6

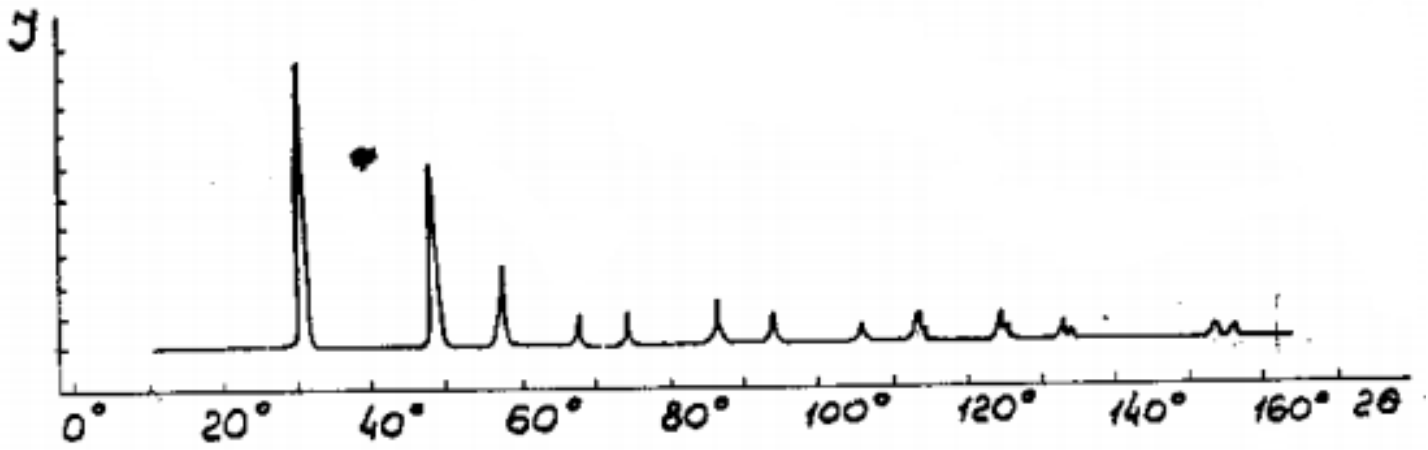


Рис. 7

y , отн. ед.

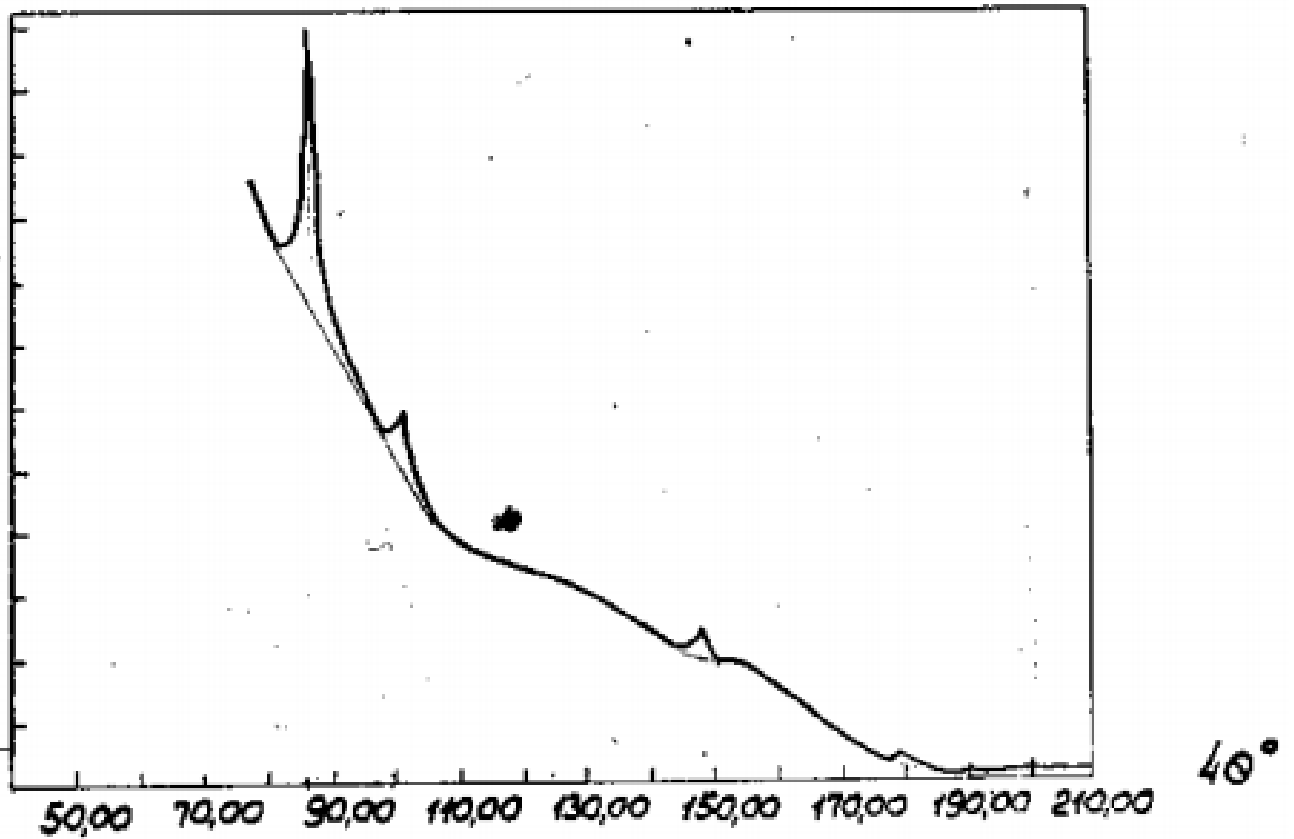


Рис. 8 Дифракционная картина от плёнки толщиной 150×10^{-10} м.

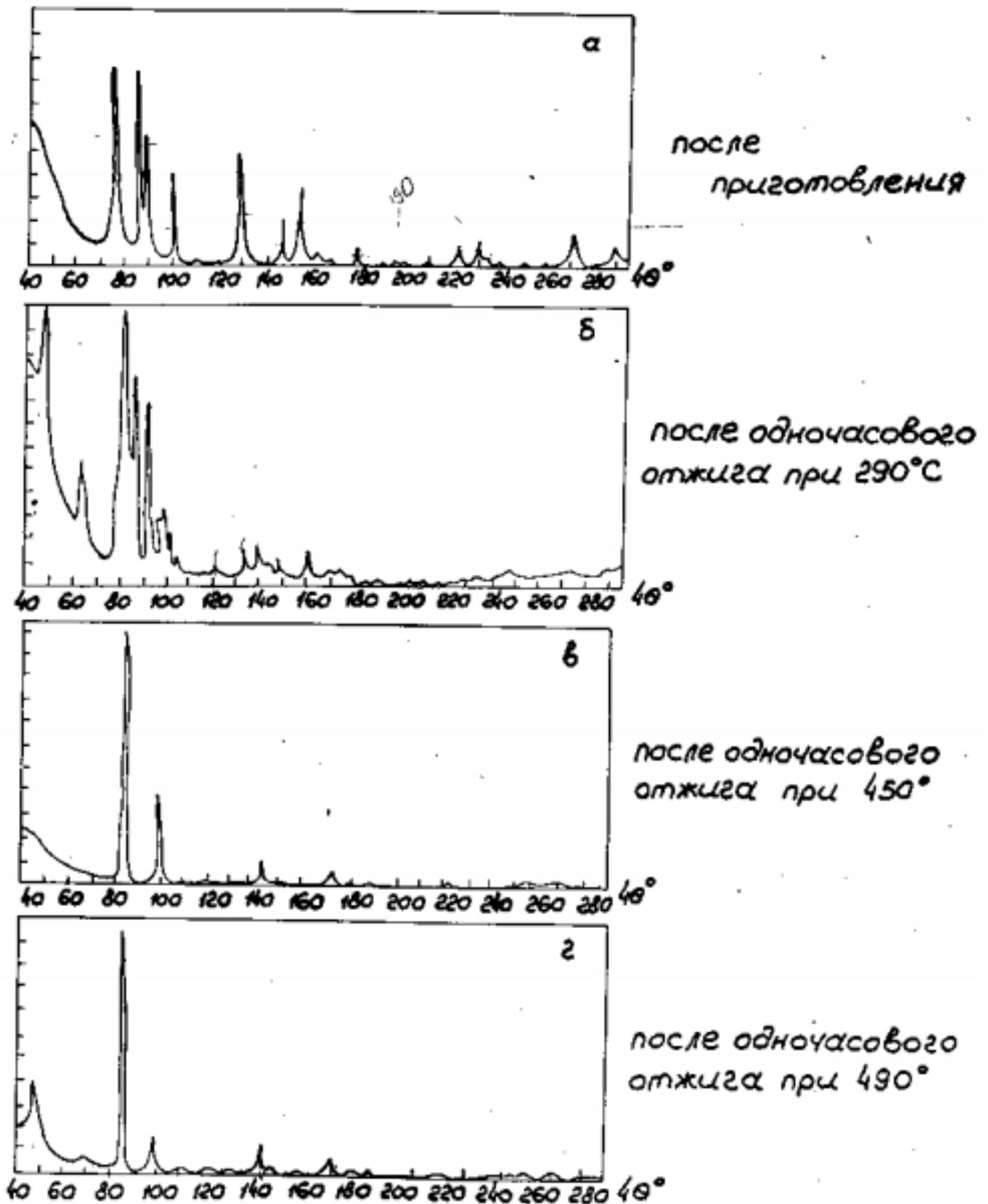


Рис. 9 Дифракционная картина от Cu – Au после различных обработок

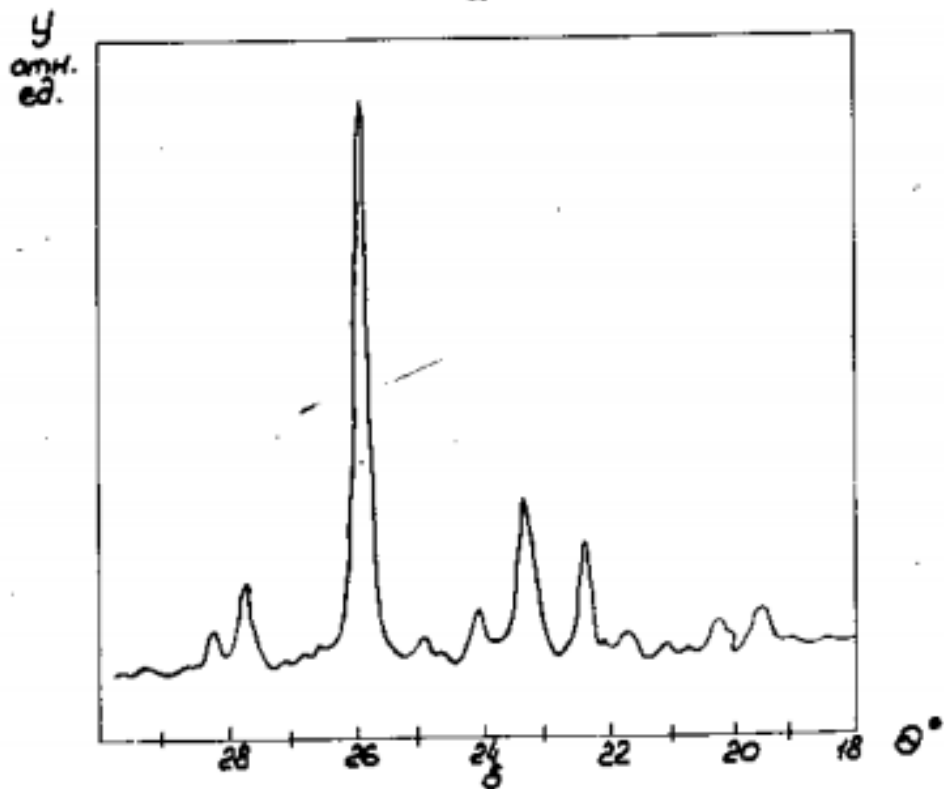
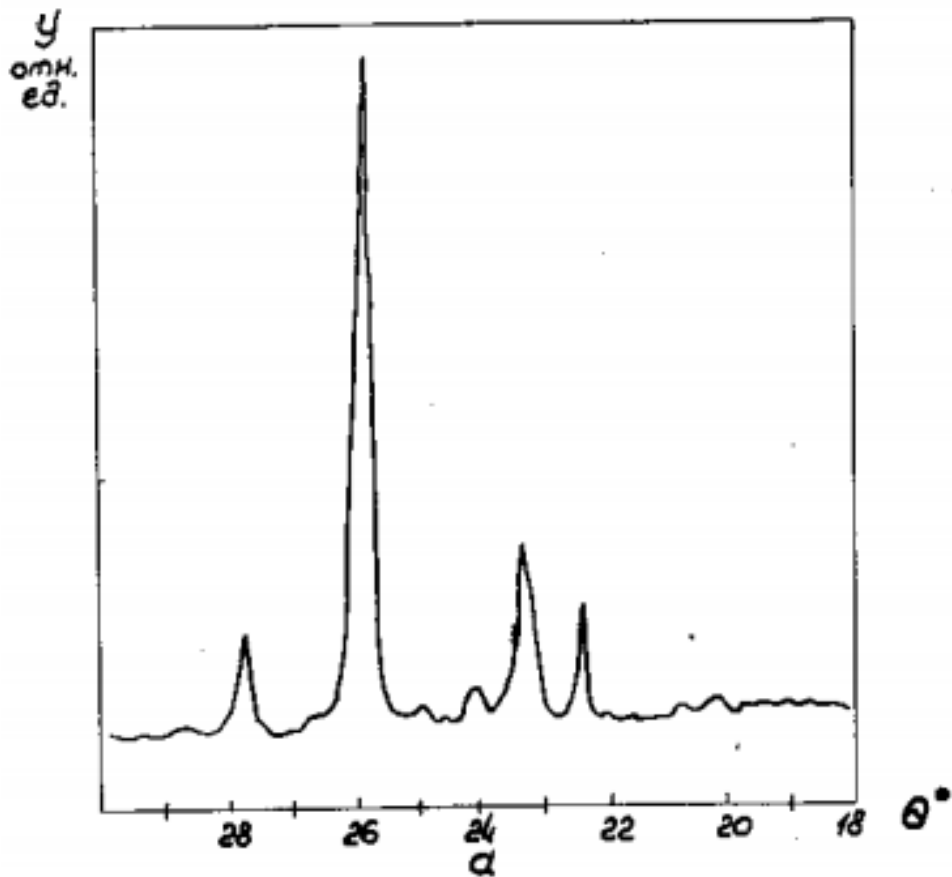


Рис. 10 Рентгенограммы спеченных таблеток из смеси $\text{Mo} - \text{MoO}_3 - \text{Mn} - \text{Al}_2\text{O}_3$:
 а – рентгенограмма поверхностного слоя;
 б – рентгенограмма внутренней части таблетки

ЭЛЕКТРОННО-ГРАФИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТОНКИХ ПЛЁНОК

1. Цель занятия

Целью занятия является ознакомление с теорией и методикой электрографического анализа, с расчетом электронограмм тонких плёнок, определением состава и микроструктуры тонких плёнок.

2. Сведения из теории

2.1. Введение

В современной технологии изготовления интегральных микросхем и приборов функциональной микроэлектроники тонкие плёнки нашли широкое применение и выполняют разнообразные функции. Используются тонкие плёнки различные по своим электрофизическим свойствам (диалектические, полупроводниковые, проводниковые), а также по своей структуре.

Физические характеристики вещества в виде тонкой плёнки отличаются от свойств этих же материалов в массивном состоянии, что объясняется существенным различием их структуры, обусловленным специфическим механизмом образования тонких плёнок. Электрофизические свойства тонких плёнок зависят от их структуры, которая в свою очередь определяется как способ нанесения тонкой плёнки, так и параметрами технологического процесса.

Исследование структуры плёнок имеет большое значение при разработке технологии нанесения плёнок, а также при изучении строения плёнок в процессе эксплуатации.

Для описания структуры тонких плёнок используются следующие понятия:

- 1) Морфология плёнок: островковая, сетчатая, сплошная плёнка;
- 2) Кристаллическая структура: монокристаллическая, аморфная, поликристаллическая со случайной ориентацией кристаллов или со строго определённой (текстурированная) плёнка;
- 3) Размер кристаллов: мелкозернистая, крупнозернистая плёнка;
- 4) Реальная структура кристаллов: наличие точечных, линейных, поверхностных дефектов;
- 5) Фазовый состав кристаллов.

Для исследования структуры тонких плёнок в настоящее время широко используется метод электронной микроскопии и дифракционные электро- и рентгенографические методы. В дифракционных методах в отличие от микроскопического структура вещества получается не в виде увеличенного изображения объекта, а воссоздаётся при помощи расчётных методов обработки экспериментально полученных дифракционных картин.

2.2. Особенности дифракции электронов

Электроны, так же, как и рентгеновские лучи, обладают волновыми свойствами. В силу этого при прохождении через кристаллическую решётку они дают дифракционную картину, которая позволяет судить о строении исследуемого объекта. Дифракция электронов во многом сходна с дифракцией рентгеновских лучей, что позволяет применять правило Вульфа-Брегга, установленное в рентгенографии, которое утверждает, что отражённый

монохроматический луч (рефлекс) отражается пакетом данных параллельных кристаллических плоскостей только под строго определёнными углами:

$$2d_{hkl} \cdot \sin \theta = n\lambda \text{ -(1) уравнение Вульфа-Брегга}$$

Где:

- λ — длина электронной волны
- θ — угол отражения луча, угол скольжения
- d_{hkl} — межплоскостное расстояние для семейства плоскостей с индексами Миллера (hkl)
- n — порядок спектра ($n = 1, 2, 3$). Обычно принимают $n = 1$

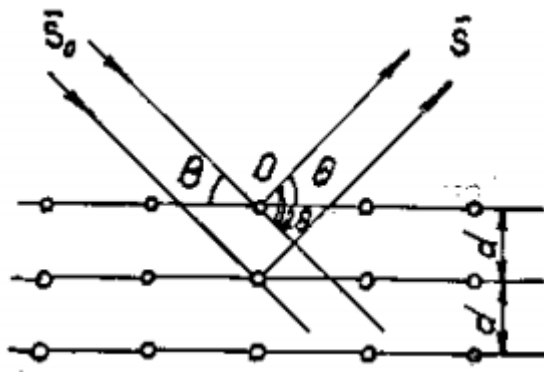


Рис. 1

Уравнение Вульфа-Брегга лежит в основе изучения структуры веществ с помощью электронной дифракции.

Электроннография имеет много общего с рентгенографией, однако между ними имеются и важные различия, которые определяют области применения каждого из этих методов. Дифракция рентгеновских лучей и дифракция электронов различаются длиной волны дифрагированного излучения и его интенсивностью

Длины волн электронных лучей гораздо меньше, чем рентгеновских лучей К-серии, обычно используемых в рентгенографии ($\text{CuK}\alpha \lambda = 0,154 \text{ нм}$; $\text{MoK}\alpha \lambda = 0,071 \text{ нм}$). Длина волны электронов определяется величиной ускоряющего напряжения:

$$\lambda = \frac{1,23}{\sqrt{u}}, \quad (2)$$

Где:

- λ — длина волны электрона, нм
- u — ускоряющее напряжение, В

Эта формулы выводится из уравнения де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{mv'}$$

Где:

- h — постоянная Планка
- v — скорость электрона
- m — масса электрона

Значение скорости v можно определить, зная кинетическую энергию $E_{кин}$ электрона, движущегося в электрическом поле при ускоряющемся напряжении U : $E_{кин} = \frac{(mv^2)}{2} = \frac{(mv)^2}{2m}$.

С другой стороны, $E_{кин} = eU$

Отсюда, $eU = \frac{(mv)^2}{2m}$ $mv = \sqrt{2eUm}$

Следовательно, $\lambda = \frac{1}{\sqrt{2eUm}}$.

Подставив в последнюю формулу численные значения физических постоянных h , e , m , получаем ранее приведённую формулу (2). Эта зависимость определяет длины волн электронов, которые при обычно применяемых в электрографии напряжениях лежат в пределах $\lambda = 0,005 - 0,004$ нм.

Малые длины волн обуславливают особенности картин, получаемых при дифракции электронов.

Уменьшение длины волны приводит к малым углам θ , при которых возникают рефлексы. Для средних значений межплоскостных расстояний характерных для металлов и полупроводников ($d \approx 0,07 - 0,08$ нм.) угол скольжения оказывается всего $2,5 - 3^\circ$. В результате значительно упрощается формула расчёта межплоскостных расстояний.

Малые длины волн вызывают явление расширения линий при размерах кристаллитов всего $2 - 3$ нм., в то время как в рентгенографии — при $50 - 90$ нм. Таким образом методом электрографии можно исследовать более мелкозернистые плёнки, чем рентгенографией.

Интенсивность рассеянных электронов на 8 порядков больше, чем рентгеновских лучей. Различие интенсивности дифрагированного излучения объясняется различным физическим механизмом рассеяния электронных и рентгеновских лучей.

Рентгеновские лучи рассеиваются только на электронных оболочках атомов, электроны рассеиваются электрическими полями электронов атома и атомных ядер. Большое рассеяние электронов в веществе приводит к тому, что методом электрографии можно исследовать тончайшие слои вещества порядка $2 - 100$ нм., в то время, как рентгеновские лучи дают дифракционную картину при взаимодействии со слоями толщиной $10^4 - 10^5$ нм. С другой стороны, сильное взаимодействие электронов с веществом ограничивает толщину просвечиваемых образцов десятими долями мкм. Поэтому с помощью электрографии целесообразно исследовать структуру тонких плёнок, различные поверхностные слои и покрытия, строение окисных плёнок, процессы окисления поверхностей, процесс эпитаксиального роста плёнок и т.п., то есть явления недоступные рентгеноструктурным исследованиям.

Для получения электрограмм применяют специальные приборы-электрографы. Кроме того, может быть использован почти любой электронный микроскоп. Электрограф является электронно-оптическим вакуумным прибором, схема электрографа приведена на рисунке 2.

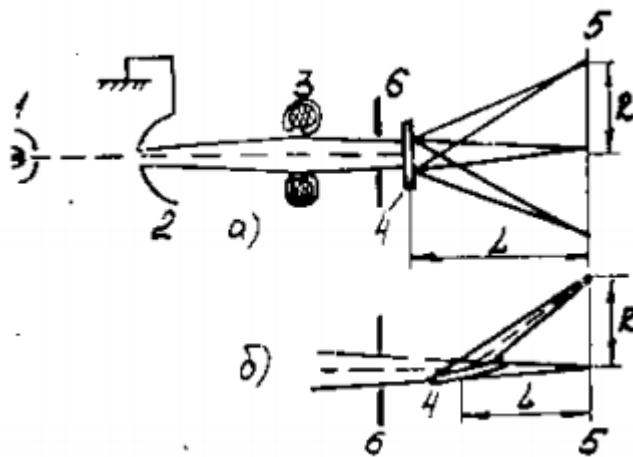


Рис. 2

В вакуумной камере электронографа поток электронов разгоняется между катодом 1 и заземлённым анодом 2 с узким отверстием. Далее электроны идут слегка разгоняющимся пучком. Магнитная линза 3 собирает пучок электронов и направляет его через диафрагму 6 на образец 4. Фокус магнитной линзы лежит в плоскости фотопластинки 5. Поток электронов, проходя через образец 4, даёт на фотопластинке дифракционную картину. Электронограмму можно снимать не только на просвет, но и на отражение. При исследовании на просвет образец должен иметь толщину до 50 – 100 нм. При исследовании на отражение образец помещают так, чтобы электронный луч практически скользил по его поверхности, образуя с ней угол в несколько минут (рис. 2 б).

Край образца при этом экранирует часть электронограммы и позволяет получить на фотопластинке только половину дифракционной картины.

Вид электронограммы зависит от характера исследуемых объектов.

В электронографах получают 3 основных типа электронограмм:

- 1) Точечные электронограммы с рефлексами в виде пятен получают от монокристаллических плёнок (рис. 3).
- 2) Электронограммы с рефлексами в виде дуг получают от текстурированных плёнок (рис. 4).
- 3) Электронограммы от поликристаллических плёнок получают в виде колец (рис. 5).

Эти типы электронограмм получают в результате упругого, преимущественно однократного рассеяния (без обмена энергией с кристаллом).

При многократном неупругом рассеянии возникают вторичные дифракционные картины от дифракционных пучков — кичуци-электронограммы.

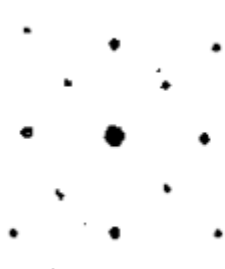


Рис. 3

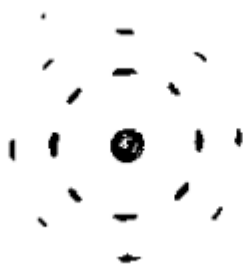


Рис. 4



Рис. 5

2.3. Электронограммы от монокристаллов

От тонких ($10^{-7} - 10^{-6}$ см.) монокристаллических плёнок получается точечная электронограмма с рефлексами, образующими правильную сетку, если какое-либо кристаллическое направление *параллельно электронному пучку*. Или наблюдаются рефлексы, лежащие на некоторых концентрических окружностях, центр которых совпадает с центральным пятном. При получении электронограмм монокристаллов, имеющих в пределах облучаемого объекта разориентации или изгибы атомных плоскостей, соизмеримых с малыми углам дифракции, условие Вульфа-Брегга может выполняться для нескольких систем отражающих плоскостей.

2.4. Электронограмма от поликристаллов

Рассмотрим дифракционную картину, получаемую при взаимодействии электронных волн с поликристаллической плёнкой, состоящей из множества беспорядочно ориентированных монокристаллов (кристаллов).

Отсутствие преимущественной ориентации кристаллитов приводит к тому, что любая атомная плоскость, например $(h_1 k_1 l_1)$, может находиться в самом различном положении по отношению к первичному пучку. Пусть в некотором кристаллите образца плоскость $(h_1 k_1 l_1)$ располагается по отношению к падающему электронному лучу \vec{S}_α под углом θ_1 , удовлетворяющему условию Вульфа-Брегга (1) $2 \cdot d_{h_1 k_1 l_1} \cdot \sin \theta_1 = \lambda$

Тогда появляется отражённый луч \vec{S} , совпадающий с направлением падающего луча \vec{S}_α угол 2θ (рис. 7).

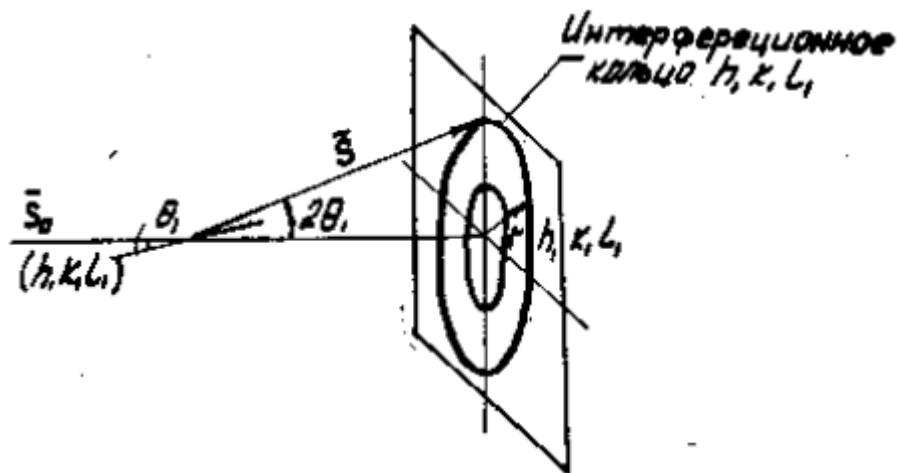


Рис. 7

Этот луч лежит в одной плоскости с вектором \vec{S}_α и нормалью $(h_1 k_1 l_1)$. В числе других кристаллитов найдутся такие, у которых плоскость $(h_1 k_1 l_1)$ повернута вокруг луча, но составляет с ним по-прежнему угол θ_1 . В итоге вся совокупность лучей пойдёт по конусу и даст на фотопластинке интерференционное кольцо.

Кристаллографические плоскости с другими индексами дадут интерференционные кольца другого радиуса.

Вид колец на электронограмме поликристалла зависит от размера кристаллов. Если размеры кристаллов меньше 10^{-3} см., то окружности сплошные. При увеличении размера кристаллитов в поликристаллическом

образце в отражении участвует меньшее их число. Интерференционные кольца могут оказаться не сплошными, а состоящими из множества отдельных точек.

Как следует из рис. 7 радиус любого интерференционного кольца связан с углом скольжения θ_1 соотношением:

$$r = L \tan 2\theta_1 \quad (4)$$

Где:

- L — расстояние от исследуемого образца до фотопластинки
- r — радиус интерференционного кольца
- θ_1 — угол скольжения электронного луча

Ввиду малости углов θ_1 можно принять $\tan 2\theta_1 = 2\theta_1$

Исходя из этого, формулу (4) можно переписывать в виде $r = L2\theta_1$

Отсюда $\theta_1 = \frac{r}{2L}$ (5)

Так как углы θ_1 малы, то уравнение Вульфа-Брегга можно записать в виде

$$\lambda = 2d_{h_1k_1l_1} \cdot \theta_1 \quad (6)$$

Подставляя в выражение (6) значение угла θ_1 из (5), получим основную формулу для расчёта межплоскостных расстояний поликристаллов:

$$\lambda = 2 \cdot d_{h_1k_1l_1} \cdot \frac{r}{2L}$$

$$d_{hkl} = \frac{L \cdot \lambda}{r} \quad (7)$$

2.5. Электронограммы при наличии текстур

При наличии тонких поликристаллических плёнок на подложки при определённых условиях кристаллиты располагаются не совершенно беспорядочно, а ориентируются определённым образом по отношению к подложке.

Это явление называется текстурой. Кристаллографическая ось, вдоль которой ориентируются кристаллы, называется осью текстуры. Например, они могут кристаллизироваться так, что в каждом из кристаллов плоскости (III) будут параллельны подложке. Значит внутренняя кристаллографическая ось их (III) будет располагаться нормально подложке. Вокруг оси текстуры отдельные кристаллы могут быть повёрнуты на любой угол.

Наличие такой текстуры в образцах приводит к тому, что на электронограмме сплошность колец нарушается. В случае идеальной текстуры кольца вырождаются в точечные рефлексии и при определённых условиях электронограмма поликристалла может иметь такой же вид, как и электронограмма монокристалла. Однако, чаще оси ориентации отдельных кристалликов не строго параллельны друг другу, а разориентированы относительно оси текстуры. Это приводит к появлению на электронограмме дуг определённой угловой протяжённости (рис. 5). Если ось текстуры располагается перпендикулярно поверхности подложки, то электронограммы имеют ряд особенностей:

- 1) дуги, на которые распадаются сплошные кольца электронограммы будут симметрично расположены относительно вертикальной оси электронограммы;

2) на оси электронограммы будут лежать дуги, индексы которых определяют ось аксиальной текстуры.

2.6. Определение фазового состава поликристаллических плёнок на электронограмме

Каждое вещество и его различные структурные модификации характеризуются определённым набором межплоскостных расстояний.

Значения d вещества и его структурные модификации указаны в специальных таблицах. Таким образом задача определения фазового состава сводится к определению межплоскостных расстояний на электронограмме образца и идентификации фаз с помощью справочных таблиц межплоскостных расстояний различных веществ.

Рассчитывают межплоскостные расстояния по формуле (7). Для чего измеряют радиус каждого интерференционного кольца на электронограмме.

В формуле (7) кроме радиуса кольца r входит произведение $L \times \lambda$. Но поскольку существует неопределённость в определении λ и L для данного электронографа, то произведение $L \times \lambda$ обычно рассчитывают, снимая предварительно электронограмму с эталонного вещества. И по значениям d и радиусам r соответствующих колец эталона вычисляют $L \times \lambda$, которое называют постоянной прибора.

После расчёта межплоскостных расстояний d в справочной таблице находят те вещества, для которых имеется вычисленный весь набор межплоскостных расстояний. Эти вещества и будут входить в состав исследуемого образца.

Идентификация фаз облегчается, если учитывать относительные интенсивности I дифракционных колец, которые указываются в справочных таблицах. Интенсивность наиболее яркого кольца принимается за I . Оценка интенсивностей остальных колец ведётся относительно этой интенсивности и записывается в десятичных дробях до сотых долей.

2.7. Определение периодов кристаллической решётки по электронограмме

В большинстве случаев приходится иметь дело с веществами, для которых параметры кристаллической решётки уже известны. Они приводятся в различных справочниках. Однако эти данные относятся к веществам, полученным в строго определённых условиях.

Изменение условий их получения может привести к изменению межплоскостных расстояний и периода решётки. Это может быть связано с уменьшением или увеличением дефектности кристаллов, содержания примесей и т.д. Чтобы получить информацию об этом, необходимо определять параметры кристаллической решётки в каждом конкретном случае.

Для кристаллов кубической сингонии период решётки a связан с величиной межплоскостного расстояния d для системы плоскостей (hkl) соотношением

$$a = d_{hkl} \times \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}, \quad (8)$$

Поэтому для определения периода решётки достаточно знать межплоскостное расстояние d и индексы h, k, l хотя бы одного интерференционного кольца. Точность расчёта повышается, если брать резкие интерференционные кольца, соответствующие большим углам отражения, т.е. большим радиусам. Индексы интерференционных линий находят в справочных таблицах межплоскостных расстояний.

3. Задание

1) По электронограмме поликристаллической плёнки установить состав исследуемой плёнки и рассчитать параметры входящих в неё фаз.

2) По электронограммам тонких плёнок одного и того же вещества, нанесенного при разных температурах подложки, установить, как влияет температура подложки на микроструктуру образующейся плёнки.

3.1. Последовательность выполнения 1 задания

1) Получить у преподавателя электронограмму для исследования, а также значение постоянной прибора $L \times \lambda$.

2) Измерить диаметр каждого интерференционного кольца на электронограмме.

Измерение диаметра колец проводить с помощью микроскопа, следя за тем, чтобы линия замера проходила через центр дифракционной картины электронограммы. Расстояние отсчитывается между серединами линий. Замер необходимо произвести три раза и вычислить среднеарифметическое. Данные замера занести в таблицу 1.

3) Произвести замер величины интенсивности линий I .

Если электронограмма выполнена на фотоплёнке, то замер интенсивности линий произвести на микрофотометре МФ-4. Если электронограмма выполнена на фотобумаге, то замер интенсивности линий произвести визуально, на глаз. Данные замера занести в таблицу 1.

4) Рассчитать по формуле (7) величины d для каждого кольца. Данные занести в таблицу 1.

5) С помощью справочных таблиц межплоскостных расстояний (см. Приложение) и найденных значений величин d определить вещество, от которого получена дифракционная картина. При этом проверить, чтобы имело место совпадение по величинам интенсивности для каждой линии.

6) Определив вещество, из таблицы межплоскостных расстояний найти значение h, k, l , соответствующие каждому кольцу и внести их в таблицу 1.

7) По формуле (8) рассчитать период кристаллической решётки. Данные занести в таблицу 1.

3.2. Последовательность выполнения 2 задания.

1) Получить у преподавателя электронограммы и значение постоянной прибора.

2) Определить состав исследуемой плёнки по вышеописанной методике (последовательность выполнения 1 задания) и данные занести в таблицу 1.

3) По типу электронограммы высказать предположение о характере микроструктуры каждой из исследуемых плёнок (микроструктурная, поликристаллическая). Данные занести в таблицу 2.

4) Сделать вывод о влиянии температуры подложки на микроструктуру образующейся плёнки.

5) Объясните, почему температура подложки таким образом влияет на микроструктуру плёнки.

4. Контрольные вопросы

- 1) В чём особенность дифракции электронов?
- 2) Что понимают под структурой плёнки?
- 3) Что такое текстурированная плёнка?
- 4) Какие можно провести исследования с помощью электронографии?
- 5) Выведите формулу связи периода решётки с величиной межплоскостного расстояния для кубической решётки.

5. Литература

1. В.Т. Бублик, А.Н. Дубровина, Методы исследования структуры полупроводников и металлов, М., Metallurgia, 1978
2. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам. Под редакцией К.В. Шалимовой, 1967

Таблица 1

Номер электроногр.	Номер кольца	r , нм	I	d	hkl	α , нм	Вывод о природе вещества плёнки

Таблица 2

Номер электронограммы	Температура подложки	Вещество	Тип электронограммы	Вывод о микроструктуре плёнки

ПРИЛОЖЕНИЕ

Межплоскостные расстояния и интенсивности

Никель			Медь		
<i>hkl</i>	$d \times 10^{-10} \text{М}$	<i>I</i>	<i>hkl</i>	$d \times 10^{-10} \text{М}$	<i>I</i>
111	2,038	1,00	111	2,08	1,00
200	1,766	0,5	200	1,798	0,86
220	1,252	0,4	220	1,271	0,71
311	1,067	0,6	311	1,083	0,86
222	1,022	0,1	222	1,038	0,56

Алюминий			Железо		
<i>hkl</i>	$d \times 10^{-10} \text{М}$	<i>I</i>	<i>hkl</i>	$d \times 10^{-10} \text{М}$	<i>I</i>
111	2,33	1,00	110	2,01	1,00
200	2,02	0,40	200	1,428	0,15
220	1,43	0,30	211	1,166	0,38
311	1,219	0,30	220	1,010	0,10
222	1,168	0,07	310	0,904	0,08

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОВОДИМОСТИ ТОНКИХ ПЛЁНОК

Цель работы: изучение электрофизических свойств тонких металлических плёнок, экспериментальное исследование зависимости удельного сопротивления резистивных плёнок от толщины.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1. Удельное сопротивление металлов

Носителями тока в металле являются электроны проводимости. В отсутствие внешнего электрического поля они хаотически движутся в кристаллической решётке металла с высокой скоростью. Скорость хаотического движения электронов определяется их кинетической энергией, равной энергии Ферми E_F . Поскольку E_F для металлов составляет единицы электрон-вольт, то скорость электронов проводимости:

$$v = \sqrt{2 E_F / m} \approx 10^6 \text{ м/с}$$

где m — масса электрона.

Согласно квантомеханическим представлениям, в идеальном кристалле электроны при отсутствии тепловых колебаний кристаллической решётки не встречают сопротивления на своём пути и электрическое сопротивление такого кристалла было бы равно нулю. Существование у реальных металлов электрического сопротивления — результат нарушения периодичности кристаллической решётки. На этих нарушениях, дефектах происходит рассеяние электронов при котором они теряют свою энергию.

Мерой рассеяния служит длина свободного пробега λ — среднее расстояние между двумя последовательными столкновениями электронов с дефектами. Тогда среднее время между столкновениями $\Delta t = \lambda / v$

Если к металлу приложено внешнее электрическое поле с напряженностью E , то на каждый электрон проводимости будет действовать сила $F = q \times E$ (q — заряд электрона). Под действием этой силы за время Δt каждый из электронов приобретает скорость дрейфа v_q , равную изменению скорости хаотического движения v , т.е.

$$v_q = \Delta v$$

Скорость дрейфа можно определить, используя второй закон Ньютона:

$$m \frac{\Delta v}{\Delta t} = qE$$

Отсюда

$$\Delta v = v_q = \frac{qE\lambda}{mv}$$

Направление скорости дрейфа у всех электронов одинаково и поэтом по металлу протекает ток. Плотность тока определяется количеством заряда, прошедшего через единичную площадку, в единицу времени, поэтому

$$j = qn\nu_q = \frac{nq^2\lambda}{mv} E$$

Следовательно, величина $nq^2\lambda/mv = \delta$ и удельное сопротивление металла $\rho = 1/\delta$ определяется соотношением

$$\rho = \frac{mv}{nq^2\lambda}$$

где n — концентрация электронов.

Нарушение периодичности дефектами кристаллической решётки металла, вызывающими электрическое сопротивление, являются:

- динамические дефекты, связанные с тепловыми колебаниями атомов кристаллической решётки металла около своих положений равновесия. Такие колебания описывают, используя понятия о фононах. Фонон — квант колебаний кристаллической решётки. В этом случае говорят о рассеянии электронов на фононах. Концентрация фононов n_ϕ линейно зависит от температуры T ; $n_\phi = T$. Поэтому повышение T приводит к увеличению n_ϕ , усилению электрон-фононного рассеяния и пропорционально возрастанию сопротивления металла;

- атомы и ионы примеси, атомы в междоузлиях, вакансии, дислокации, границы поликристаллов, образующих металл. Длина свободного пробега электрона при рассеянии на этих дефектах обратнопропорциональна их концентрации n_g :

$$\lambda \sim 1/n_g$$

и не зависит от температуры. Все перечисленные дефекты часто называют статистическими.

Согласно правилам Матиссена сопротивление металла можно представить, как арифметическую сумму сопротивлений, обусловленных различными факторами. Однако, принято выделять вклад температуры в сопротивление металла. Поэтому удельное сопротивление металла представляют в виде

$$\rho = \rho(T) + \rho_{ост}$$

где $\rho_{ост}$ — остаточное сопротивление, обусловленное статистическими дефектами.

При достаточно высоких температурах основной вклад в ρ даёт $\rho(T)$. При низких температурах влиянием электрон-фононного рассеяния можно пренебречь и $\rho = \rho_{ост}$. Удаётся получить столь чистые и свободные от дефектов металлы, что у них $\rho_{ост}$ в $10^4 - 10^5$ раз меньше $\rho(T)$ при $T = 300$ К.

В таблице приведены максимальные величины сопротивлений, вносимых статическими дефектами различных типов $\rho_{ост}$

Тип дефекта	Величина дополнительного сопротивления, мкОм•м
Дислокация	0,001
Вакансии	0,005
Внедрение	0,01

Границы зерен	0,4
Равновесные примеси	1,8

2. Тонкие металлические плёнки

Тонкие металлические плёнки с толщиной менее 2 мкм широко используются в микроэлектронике. На их основе изготавливают проводники, контактные площадки, резисторы, обкладки конденсаторов, микрополосковые линии.

Общим требованием ко всем плёнкам являются: хорошая адгезия с подложкой; согласованный с ней температурный коэффициент линейного расширения. Кроме того, в зависимости от функционального назначения к металлическим плёнкам предъявляются специфические требования по электропроводности и некоторые другие. Основное требование к резистивным плёнкам: заданное, воспроизводимое и стабильное во времени значение поверхностного сопротивления; малая величина температурного коэффициента удельного сопротивления ($< 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$).

Свойства тонких металлических плёнок во многом определяются условиями их получения (технологическими факторами). В настоящее время металлические плёнки получают чаще всего методами вакуумного напыления: термическим, ионно-пламенным и электронно-лучевым.

Тонкие плёнки обычно имеют физические свойства, которые существенно отличаются от свойств объёмных образцов из того же материала. Это связано с влиянием как поверхности, так и границы раздела между плёнкой и подложкой на структуру, образованную в результате процесса первоначального осаждения напыляемого материала, а также процесса последующего роста плёнки.

При вакуумном напылении рост плёнки включает следующие стадии:

- 1) Образование зародышей с размерами около 2 – 3 нм, хаотически распределённых по поверхности подложки.
- 2) Рост островков за счёт объединения, слияния зародышей, размеры островков достигают 100 нм и они принимают кристаллографическую форму, характерную для осаждаемого материала.
- 3) Объединение островков, между ними образуются как бы «сетка» материала, содержащего множество пустых каналов.
- 4) Заполнение каналов и образование сплошной плёнки.

Пока не завершена последняя стадия, следует ожидать различия в таких характеристиках, как электрическая проводимость или плотность плёнок. После последней стадии плёнка может стать: аморфной, со случайно ориентированными поликристаллами; с поликристаллами, ориентированными в направлении роста плёнки; монокристаллической — это определяется условиями роста плёнки.

3. Проводимость тонких плёнок

Удельное сопротивление тонких металлических плёнок является наиболее чувствительной функцией толщины плёнки.

К рассмотренным ранее механизмам рассеяния электронов в массивном образце материала плёнки добавляются новые, зависящие от структуры плёнки и её толщины.

Рассматривая удельное сопротивление плёнки в широком диапазоне изменений её толщины d , можно условно выделить три области, каждая из которых обладает различным характером зависимости $\rho_{пл} = f(d)$.

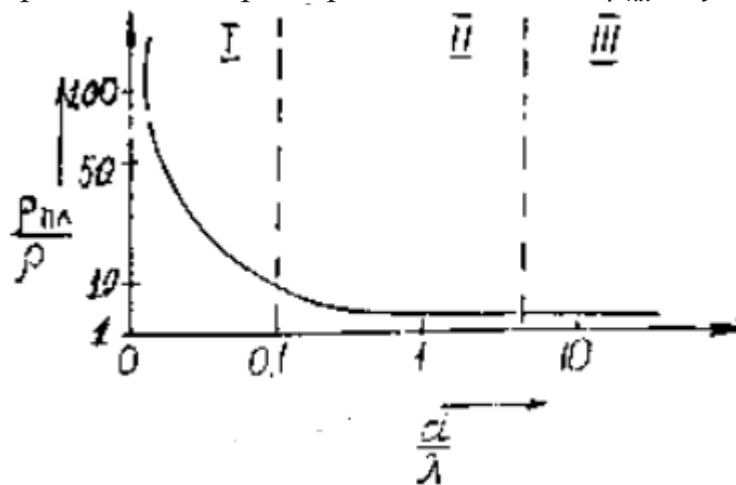


Рис. 1

На рис. 1 приведена зависимость $\rho_{пл}/\rho = f(d/\lambda)$, где ρ — удельное сопротивление массивного образца материала плёнки; λ — длина свободного пробега электрона.

Область I характеризуется наиболее сильной зависимостью удельного сопротивления от толщины. Структура плёнки является островковой. Основной механизм проводимости связан с квантомеханическим туннелированием электронов между островками, которое сильно зависит от расстояния между ними. Отрицательный температурный коэффициент свидетельствует о том, что процессы проводимости требуют активизации, т.е. подведения энергии.

По мере увеличения толщины плёнки расстояние между островками уменьшается, и плёнка становится сплошной. Соответствующую толщину плёнки называют первой критической толщиной.

В области II зависимость $\rho = \rho(d)$ выражена менее резко, чем в области I. Так как плёнка сплошная, то механизм проводимости аналогичен механизму проводимости в массивных образцах. Однако, толщина плёнки $d \leq \lambda$ и значительная часть электронов будет сталкиваться с поверхностью плёнки и рассеиваться на ней, а не в объёме. В этом случае поверхностное рассеяние приводит к уменьшению λ и увеличению удельного сопротивления. Рассеяние электронов на поверхности плёнки зависит от её шероховатости, которая характеризуется параметром зеркальности P . Если $P = 0$, то отражение электронов от поверхности плёнки является диффузным, т.е. электроны рассеиваются по всем направлениям, независимо от их первоначального направления движения. Если $P = 1$, то отражение электронов является зеркальным и поверхность плёнки мало влияет на её проводимость.

В начале области II в силу малой толщины плёнки, шероховатость велика по сравнению с толщиной плёнки d и P существенно меньше единицы. В результате удельное сопротивление плёнки по-прежнему велико. По мере

увеличения толщины плёнки влияние её поверхности уменьшается и удельное сопротивление падает.

В области III удельное сопротивление плёнки не зависит от её толщины. Однако $\rho_{nl} = \rho$. Это связано с большим числом дефектов плёнки по сравнению с массивным образцом.

Размеры зёрен (кристаллитов) в тонких плёнках значительно меньше, чем в массивном металле и, следовательно, число актов рассеяния электронов на границах зёрен в плёнке больше, чем в массивном образце. Кроме того, молекулы остаточных газов захватываются осаждаемым на подложку материалом плёнки, что дополнительно искажает структуру плёнки. Это приводит к увеличению ρ_{nl} по сравнению с ρ . Увеличение зависит от степени чистоты, совершенства тонкой плёнки и в некоторых случаях достигает значения 100 и более раз.

4. Сопротивление слоя плёнки

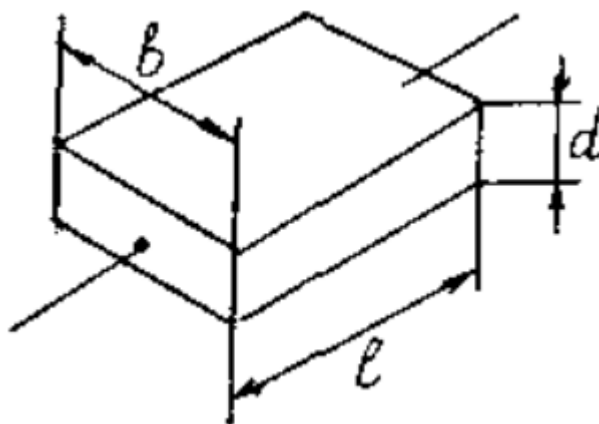


Рис. 2

Как видно на рис. 2 сопротивление участка плёнки прямоугольного сечения, замеренное в направлении параллельном поверхности плёнки, можно выразить равенством:

$$R = \rho_{nl} \frac{l}{db}$$

Если $l = b$, то $R = \rho_{nl}/d = R_S$

Поэтому сопротивление R_S одного квадрата плёнки зависит не от размера квадрата, а только от удельного сопротивления и толщины. Величина R_S называется сопротивлением слоя плёнки и выражается в омах на квадрат. Эта величина имеет большое значение и широко используется для сравнения плёнок, в частности плёнок из одного материала, осаждаемых при идентичных условиях. Если толщина известна, то удельное сопротивление легко получить из уравнения $\rho_{nl} = R_S d$.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1. Описание лабораторной установки

Для определения удельного сопротивления тонкой плёнки хрома используются образцы, внешний вид которых показан на рис. 3. На стеклянной подложке напылена тонкая плёнка хрома, на краях которой выполнены два электрода, служащие контактными площадками. Сверху плёнка защищена прозрачной стеклянной пластинкой. Участок плёнки имеет длину $l = 19$ мм и ширину $b = 24$ мм. Для расчёта удельного сопротивления необходимо знать толщину плёнки. Измерение толщины плёнки производится косвенным методом по величине оптического пропускания T . Между пропусканием плёнки и её толщиной имеется однозначная зависимость, график которой приведён на рис. 4

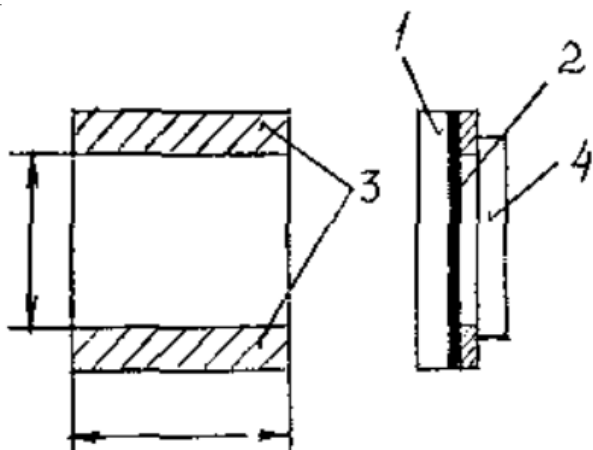


Рис. 3

- 1 – подложка, 2 – плёнка Cr,
- 3 – контактные площадки,
- 4 – прозрачная пластинка

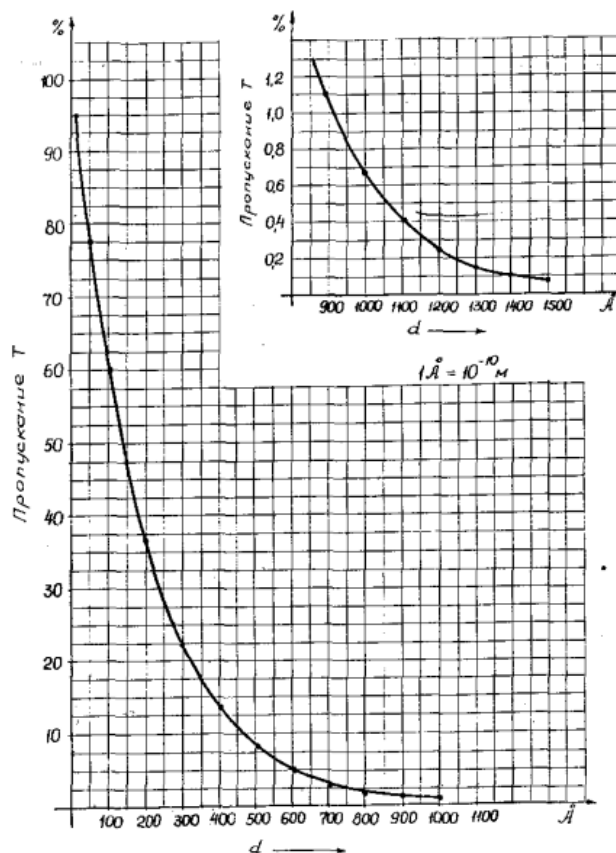


Рис. 4

Измерение пропускания плёнки T производится с помощью светодиода и фотодиода (рис. 5), между которыми помещается образец. Выходной сигнал фотодиода пропорционален пропусканию. Калибровка измерителя осуществляется по контрольному образцу без плёнки. Его пропускание должно быть равно 100%.

На лицевой панели лабораторной установки расположены: индикатор пропускания плёнки; ручка калибровки измерителя; ручки «Рамка» и «Контакт»; тумблер «Сеть» и сигнальная лампочка. Лабораторная установка содержит три основных части: подвижную рамку; два прижимных контакта и измеритель пропускания.

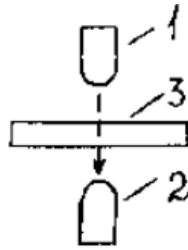


Рис. 5

1 – светодиода, 2 – фотодиода,
3 – образец

Ручка «Рамка» и «Контакт» служат для ввода-вывода образцов в измеритель пропускания и подключения с помощью контактов образца к омметру.

Выдвижение рамки возможно лишь при вдвинутой ручке «Контакт». При вращении ручки «Рамка» по часовой стрелке рамка выдвигается с левой стороны установки. В рамку загружается измеряемый образец. Вращение ручки «Рамка» против часовой стрелки до упора рамка вместе с образцом помещается в измеритель пропускания.

Плавное вращение ручки «Контакт» по часовой стрелке вытянуть её из установки до упора. При этом блокируется движение рамки и контакты прижимаются к контактным площадкам образца. Сопротивление образца измеряется с помощью омметра.

Для смены образца надо вращая ручку «Контакт» плавно выдвинуть её внутрь установки до упора. После этого ручкой «Рамка» выдвинуть рамку из установки.

Для калибровки в измеритель пропускания необходимо поместить контрольный образец и вращением ручки калибровки установить показания прибора «Пропускание» 100%.

Порядок выполнения работы

- 1) Включить установку и погреть её в течение пяти минут.
- 2) Откалибровать измеритель пропускания.
- 3) Произвести измерение пропускания и сопротивления образцов.

Результаты записать в таблицу.

№	сопротивление $R, \text{Ом}$	пропускание $T \%$	толщина d	уд. сопрот. $\rho_{пл}, \text{Ом}\cdot\text{м}$	сопротивление $R_S, \text{Ом/}$
---	---------------------------------	-----------------------	----------------	--	------------------------------------

4) По графику рис. 4 по пропусканию определить толщину плёнки d и рассчитать значение удельного сопротивления $\rho_{пл}$ и сопротивление квадрата R_S для каждого образца. Результаты занести в таблицу.

5) По результатам измерений и расчётов построить графики $\rho_{пл} = f(d)$.

6) Сравнить полученные значения $\rho_{пл}$ с удельным сопротивлением массивного хрома $\rho = 19 \times 10^{-8} \text{Ом}\cdot\text{м}$. Объяснить причину отличия.

2. Контрольные вопросы

- 1) Чем обусловлено электрическое сопротивление в металлах?
- 2) Какими параметрами металлического проводника определяется сопротивление и почему?
- 3) Как зависит сопротивление проводника от температуры?

4) Чем обусловлено электрическое сопротивление тонких металлических плёнок?

5) Как влияет структура плёнки на электрическое сопротивление?

6) Чем обусловлено отличие удельного сопротивления плёнки от массивного образца?

3. Список использованных источников

1) Технология тонких плёнок (справочник). Под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга. Пер. с англ. т.2 М.: Сов.радио. 1977.

2) Комник Ю.Ф. Физика металлических плёнок. Размерные и структурные эффекты. М.: Атомиздат. 1979.

ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Цель работы: теоритическое изучение эффекта Холла и экспериментальное исследования характеристик полупроводника на его основе.

Т е о р и т и ч е с к а я ч а с т ь

1. Эффект Холла

Эффектом Холла называется явление, состоящее в том, что при протекании тока вдоль проводящей пластинки, помещенной перпендикулярно силовым линиям внешнего магнитного поля, возникает поперечная разность потенциалов вследствие взаимодействия носителей заряда с магнитным полем. Пусть имеется металлический проводник, имеющий форму прямоугольной пластинки с размерами: длина – l , ширина – a , толщина – b

/рис.1/. По пластинке под действием внешнего электрического поля ϵ в направлении оси y протекает электрический ток плотности $j = -qnv_{qp}$ и электроны с концентрацией n движутся со скоростью v_{qp} в противоположном направлении. Если поместить пластинку в магнитное поле с индукцией B , направленной по оси Z , то на электроны, движущиеся в магнитном поле, будет действовать сила Лоренца $\bar{F}_n = -q [\bar{v}_{qp} \bar{B}]$

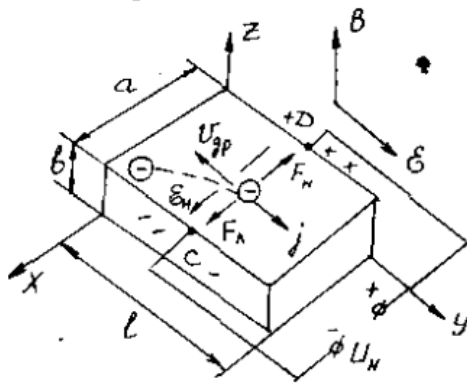


Рис.1

Так как угол между \bar{v}_{qp} и \bar{B} равен 90° , то численное значение силы Лоренца составляет $\bar{F}_n = qv_{qp}B$

Она направлена, согласно правилу «левой руки» и с учетом знака «минус» для электрона, по оси X . Под действием силы Лоренца электроны будут отклоняться в направлении оси X , заряжая боковую поверхность пластинки C отрицательно. На противоположной боковой поверхности D возникает дефицит электронов, что приводит к возникновению нескомпенсированного положительного заряда. Разделение зарядов приводит к возникновению электрического поля, направленного от D к C и разного

$$\epsilon_n = \frac{U_n}{a}$$

Где U_n -э.д.с. Холла-разность потенциалов между точками D и C . Направленность поля ϵ_n

Будет расти до тех пор, пока сила, обусловлена этим полем: $F_n == -q\epsilon_n$, не скомпенсирует силу Лоренца

$$q\epsilon_n = qv_{qp}v$$

Учитывая / l / и то, что плотность тока $j = -qnU_{qp}$,

получим
$$U_n = -\frac{1}{q_n} Bja$$

Величина $R_n = -\frac{1}{q_n}$ называется постоянной Холла. В этом случае $U_n = R_n Bja$

и
$$R_n = \frac{U_n}{Bja} = \frac{U_n B}{Bj}$$
,

Где J - ток, протекающий через пластинку.

Итак, если принять, что величина магнитного поля B , плотность тока J и размеры пластинки постоянны, то э.д.с. Холла и постоянная Холла R_H определяются концентрацией электронов n - носителей заряда в металле, а эта величина практически не зависит от внешних факторов.

Иная ситуация в случае наблюдения эффекта Холла в полупроводниках, где носителями заряда помимо электронов могут быть дырки и их концентрации очень сильно зависят от температуры и наличия примесей.

2. Носители заряда в полупроводнике и зависимость их концентрации от температуры

В полупроводниковом кристалле без примесей, так называемом собственном полупроводнике, при $T=0$ К валентная зона целиком заполнена электронами, зона проводимости пуста. Такой кристалл является диэлектриком.

При повышении температуры возникают тепловые колебания атомов кристаллической решетки полупроводника. В этом случае электрон может получить от решетки энергию $\geq \Delta E_g$ и перейти из валентной зоны в зону проводимости /рис.2/.

В валентной зоне образуется свободное состояние-дырка. Дырка ведет себя подобно частице с положительным зарядом. Электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны являются носителями заряда в полупроводнике /см. "Введение" п.2/.

В собственном полупроводнике концентрация электронов n_0 равна концентрации дырок p_0 , т.е. $n_0 \cdot p_0 = n_i^2$. Величину n_i называют собственной концентрацией носителей заряда. Расчеты показывают, что $n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\Delta E_g / 2kT}$ где N_c - эффективное число состояний в зоне проводимости, приведенное ко дну зоны; N_v - эффективное число состояний в валентной зоне, приведенное к потолку зоны; k - постоянная Больцмана.

Видно, что n_i резко возрастает с повышением температуры и уменьшением ширины запрещенной зоны ΔE_g .

Величина n_i является важной характеристикой полупроводника и в любом полупроводнике

$$n_0 p_0 = n_i^2$$

Это позволяет рассчитать по известному значению концентрации носителей заряда одного знака, концентрацию носителей заряда другого знака.

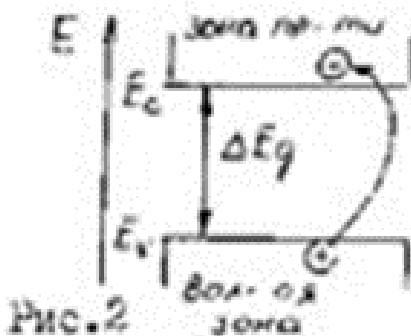
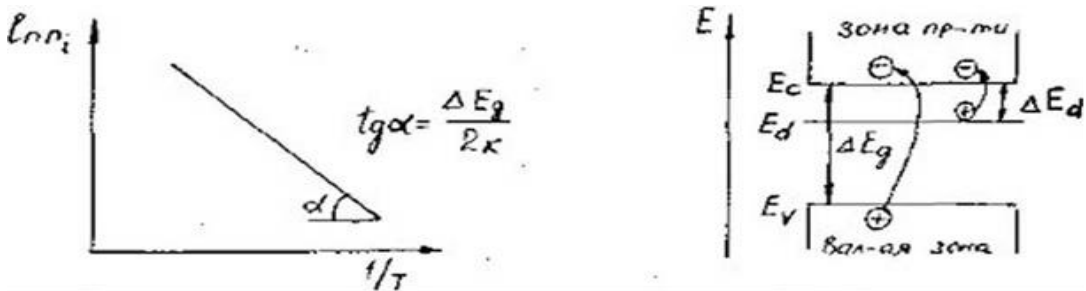


Рис.2

Принято графически изображать зависимость /3/ в полулогарифмических координатах $\ln n_i = f\left(\frac{1}{T}\right)$



/рис. 3/,

т.к. $\ln n_i \sim -\left(\frac{\Delta E_g}{2k}\right)\left(\frac{1}{T}\right)$ и тангенс угла наклона прямой на графике определяется шириной запрещенной зоны.

В области низких температур или собственной проводимости энергия тепловых колебаний кристаллической решетки мала, поэтому электроны в зоне проводимости появляются за счет их перехода с уровня донорной примеси в случае полупроводника n-типа, поскольку величина $E_c - E_d = \Delta E_d \ll \Delta E_g$ /рис. 4/

Такой переход будет происходить до температуры T_s . При T_s все электроны переходят с уровня донора в зону проводимости - примесь истощается. Поэтому температуру T_s называют температурой истощения примеси $T_s \approx 50$ К/.

В области низких температур концентрация электронов в зоне проводимости n_a изменяется пропорционально

$$n_0 \sim e^{-\Delta E_d / 2kT}$$

и определяется величиной ΔE_d - энергией ионизации примеси. На рис.5 представлен график $\ln n_0 = f(1/T)$ для примесного полупроводника n-типа, где область низких температур обозначена цифрой 1. Тангенс угла наклона прямой в этой области определяется величиной $\Delta E_d / 2k$.

В области истощения примеси выше температуры T_s концентрация электронов в зоне проводимости не изменяется, так как энергия тепловых колебаний кристаллической решетки полупроводника еще недостаточна для перевода электронов из валентной зоны в зону проводимости, а примесный уровень истощен. Поэтому в этой области температур $n_0 = N_d$, где N_d - концентрация атомов донорной примеси /рис.5, область истощения примеси обозначена цифрой 2/.

В области высоких температур или собственной проводимости энергия колебаний кристаллической решетки достаточна для возбуждения электронов из валентной зоны в зону проводимости, причем концентрация этих электронов

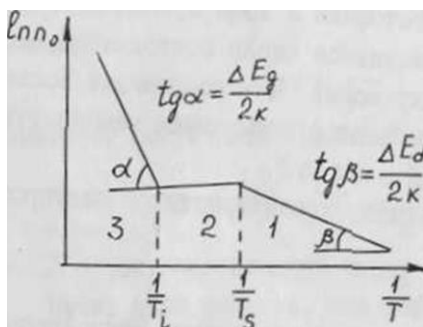


Рис. 5

значительно больше примесных. Поэтому характер изменения $n_0=p_0=n_i$ такой же как и в случае собственного полупроводника /рис.5, область высоких температур обозначена цифрой 3/, т.е.

$$n_0 \sim e^{-\Delta E_d/2kT}$$

Температура перехода к области собственной проводимости обозначается T_i / $T_i \approx 560K$ /.

Аналогично изменяется в зависимости от температуры концентрация дырок в случае примесного полупроводника р-типа.

3. Проводимость полупроводников

Внешнее электрическое поле напряженностью ϵ , приложенное к собственному полупроводнику вызывает направленное движение, дрейф носителей заряда: электронов против поля, дырок в направлении поля. Поскольку плотность тока j есть заряд, проходящий в единицу времени через единичное сечение площадки перпендикулярной направлению дрейфа носителей заряда, то плотность тока в полупроводнике с учетом $n_0=p_0=n_i$

$$j = qn_0\vartheta_{qp} + qp_0\vartheta_{qp} = qn_i(\mu_n + \mu_p)\epsilon \quad (4)$$

, где μ_n и μ_p - подвижности электронов и дырок. Подвижность - дрейфовая скорость в поле единичной напряженности $\mu = \vartheta_{qp}/\epsilon$. Сопоставляя (4) с законом Ома в дифференциальной форме $j = \sigma\epsilon$, получаем, что проводимость собственного полупроводника определяется соотношением

$$\sigma = qn_i(\mu_n + \mu_p)$$

Для полупроводника n-типа $n_0 \gg p_0$ и $\sigma = qn_0\mu_n$, а для р - типа $p_0 \gg n_0$ и $\sigma = qp_0\mu_p$

Температурная зависимость проводимости определяется зависимостью от T концентрации носителей заряда, которая была рассмотрена выше, а также зависимостью μ_n и μ_p от T . В области низких температур μ_n и μ_p возрастают пропорционально $T^{3/2}$. При более высоких температурах происходит рассеяние электронов и дырок на тепловых колебаниях кристаллической решетки, которое растет с повышением T , что приводит к уменьшению подвижности пропорционально $T^{-3/2}$.

В собственных полупроводниках температурная зависимость подвижности не сказывается из-за более резкого влияния на проводимость функции $n_i=f(T)$.

В случае примесных полупроводников в области температур истощения

примеси, когда n_0 или p_0 постоянны, основной вклад в зависимость $\sigma = f(T)$ дает температурная зависимость подвижности.

График Функции $\ln \sigma = f(1/T)$ для примесного полупроводника как n-так и р-типа приведен на рис.6. В областях примесной и собственной проводимости тангенс угла наклона прямых на рис.6

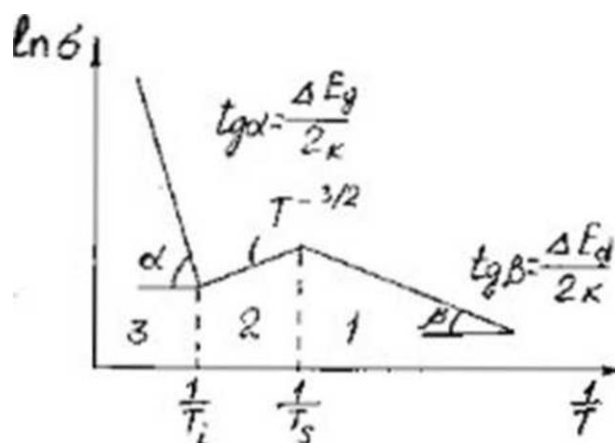


Рис.6

/обозначены цифрами 1 и 3 равен $\Delta E_D/2$ и $\Delta E_G/2$ соответственно.

Эффект Холла и полупроводниках

Соотношения для э.д.с. Холла U_H и постоянной Холла R_H , полученные в п.1 описания для металла полностью применив и для полупроводника n-типа, поскольку в нем основные носители заряда электроны. Однако, различие в характере рассеяния носителей заряда в металле и полупроводнике приводит к появлению коэффициента A в /2/ и для полупроводника n-типа.

$$R_H = -\frac{A}{qn_0}$$

,где $A=1,17$ в случае рассеяния носителей заряда на тепловых колебаниях кристаллической решетки. В случае полупроводника p-типа сила Лоренца также направлена по оси X , так как изменяются одновременно и знак носителей заряда и направление их дрейфа /рис.7/. Но теперь эта сила действует на положительно заряженные частицы и поэтому точка C окажется под положительным потенциалом относительно точки D . Следовательно, по знаку Холловской э.д.с. можно определить знак носителей заряда в полупроводнике. Для полупроводника n-типа

$$R_H = \frac{A}{qp_0}$$

В случае собственного полупроводника с $n_0=p_0=n_i$ постоянная Холла определяется более сложным выражением $R_H^i = \frac{A}{qn_i} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n}$ для подавляющего большинства полупроводников $\mu_p < \mu_n$ и знак R_H^i является отрицательным. Зависимость постоянной Холла R_H от температуры полностью определяется температурной зависимостью концентрации носителей заряда. На рис.8 показаны зависимости $\ln|R_H| = f(1/T)$ для полупроводников n-типа /кривая 1/ и p-типа /кривая 2/ (рис.8). В областях примесной проводимости и истощения примеси для полупроводника p-типа $R_H > 0$, в области собственной проводимости $R_H < 0$, так как $\mu_p < \mu_n$. Поэтому при переходе к собственной проводимости R_H меняет знак, переходя через ноль, а логарифм R_H рис.8 устремляется при этом к $-\infty$.

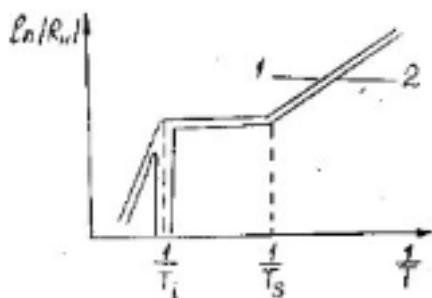


Рис.8

5.Использование эффекта Холла для определения электрофизических характеристик полупроводника

Эффект Холла является мощным экспериментальным средством изучения свойств носителей заряда в полупроводниках. Особенно большой объём информации можно получить, если производить измерения в широком интервале температур /от $T < T_s$ до $T > T_i$ / и помимо э.д.с. Холла U_H измерять проводимость полупроводника σ .

Для примесных полупроводников знак U_H позволяет определить тип основных носителей заряда. Величина U_H при известных значениях длины образца l , ширины a , толщины b , индукции магнитного поля B и тока I позволяет рассчитывать постоянную Холла R_H

$$R_H = \frac{U_H b}{BI} \quad (5)$$

Зная R_H , можно определить концентрацию основных носителей заряда: или электронов n_0

или дырок p_0

$$n_0 = \frac{1.17}{qR_H} \text{ или } p_0 = \frac{1.17}{qR_H} \quad (6)$$

так как произведение $n_0 p_0 = n_i^2$ (7) то, зная n_i , можно рассчитать p_0 по известному значению n_0 и n_0 по p_0 . Величина определяется соотношением /3/

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-(\Delta E_g / 2kT)} \quad (8)$$

По величине падения напряжения на образце полупроводника можно рассчитать его проводимость

$$\sigma = \frac{l}{ab} \cdot \frac{I}{U_R} \quad (9)$$

Зная проводимость σ , можно определить подвижность носителей заряда, так как, например, для полупроводника р-типа

$$R_H \sigma = \frac{1.17}{q p_0} \cdot q p_0 \mu_p = 1.17 \mu_p \quad (10)$$

Зная температурные зависимости $R_H = f(T)$ и $\sigma = f(T)$ можно определить температурную зависимость подвижности носителей заряда и характер их рассеяния. В области примесной проводимости можно определить энергию ионизации примеси, а в области собственной проводимости ширину запрещенной зоны полупроводника /рис.6 и 8/.

Практическая часть

Цель работы: экспериментальное исследование зависимостей э.д.с. Холла и проводимости полупроводникового образца Ge р-типа от температуры и расчет на основе полученных данных: температурных зависимостей концентрации носителей заряда и подвижности дырок.

Описание лабораторной установки

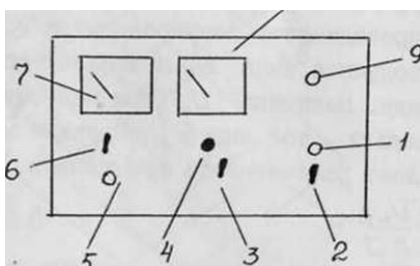
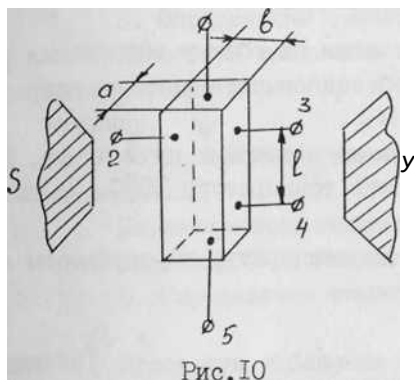


Рис. 9

Расположение ручек управления установкой представлено на рис. 9.

1-сигнальная лампочка "сеть"; 2-выключатель "сеть"; 3-выключатель "термостат"; 4-ручка регулировки температуры термостата; 5-кнопка включения магнита; 6-переключатель измерения U_R и U_H ; 7-индикатор измерения U_R и U_H ; 8-индикатор температуры; 9- сигнальная

лампочка "измерение"



Для исследований используется образец полупроводника, выполненный из германия р-типа и помещенный между полюсами электромагнита /рис.10/. Образец имеет выводы, которые используются для подачи напряжения и измерений. К выводам 1-5 подключен источник стабилизированного тока $I = 3,9$ мА. Выводы 3-4 используются для измерения падения напряжения на образце. Выводы 2-3

используются для измерения э.д.с. Холла U_H . Измеряемые напряжения U_R или U_H подключаются к индикатору 7 с помощью переключателя 6 с двумя положениями " U_H " и U_R

Внимание! В положении " U_H " предел шкалы индикатора 2 мВ, в положении " U_R " предел шкалы 20 мВ.

Включение магнита производится кнопкой 5 с обозначением "Н". Индукция магнитного поля $B = 1$ Т. При измерении э.д.с. Холла на выводах 2 и 3 при $B = 0$ Т существует разность потенциалов U_d обусловленная неэкзипотенциальностью расположения выводов. Поэтому измерение U_H производится в следующей последовательности:

1. Переключатель 6 в положении " U_H ".
2. Регистрируется величина U_{23} .
3. Регистрируется величина U_{23}^H при включении магнита кнопкой 5 "Н".
4. Разность $U_{23}^H - U_{23} = U_H$ и определяет э.д.с. Холла.

Нагрев образца происходит при включении выключателя "термостат". Температура нагрева устанавливается ручкой 4 по индикатору 8. Шкала индикатора 8 отградуирована в градусах Цельсия с максимальной температурой 100°C . Ручкой 4 стрелка индикатора 8 устанавливается на требуемое значение температуры. Загорание сигнальной лампочки "измерение" свидетельствует о достижении заданной температуры.

Внимание! Приступать к измерениям можно после первого загорания лампочки после установки нового значения температуры.

Включение установки производится выключателем 2 "сеть" и сигнализируется лампочкой 1.

Перед включением установки убедиться в том, что термостат выключен ручка 4 находится в крайнем левом положении.

Порядок выполнения работы

Получить у преподавателя указания по объему выполнения работ.

1. Исследование температурной зависимости падения напряжения на образце U_R и э.д.с. Холла U_H .

Включить установку и прогреть ее в течение пяти минут. Включить термостат и ручкой 4 установить температуру 30°C . Произвести измерения U_R, U_{23}, U_{23}^H .

Повторить измерения для других температур и результаты занести в таблицу. Выключить установку.

Таблица

T °C	30	40	50	60	70	80	90	100
T K	303	313	323	333	343	353	363	373
1000/T	3,3	3,19	3,09	3,0	2,91	2,83	2,75	2,68
U_R мВ								
U_{23} мВ								
U_n мВ								
R_n мкА								
P_0 м ⁻³								
σ м ⁻¹ м ⁻¹								
μ_p (исп) м ² В ⁻¹ с ⁻¹								
μ_p (теор) м ² В ⁻¹ с ⁻¹								
n_i м ⁻³								
n_0 м ⁻³								

2. Определение температурных зависимостей э.д.с. Холла U_n и постоянной Холла R_n .

По полученным результатам рассчитать U_n и по формуле /5/ определить R_n . Результаты занести в таблицу.

3. Определение температурной зависимости концентрации дырок. Используя табличные значения R_n , по формуле /6/ рассчитать концентрации дырок P_0 в полупроводнике. Результаты занести в таблицу.

4. Определение температурной зависимости проводимости полупроводника. По измеренным значениям U_R , используя формулу /9/, рассчитать значения σ . Результаты занести в таблицу.

5. Определение температурной зависимости подвижности дырок μ_p . Используя табличные значения R_n и σ , по формуле /10/ рассчитать подвижности дырок μ_p . Результаты занести в таблицу.

6. Теоретический расчет температурной зависимости подвижности μ_p для других температур. Результаты занести в таблицу.

Используя значение μ_p при T=303 К из соотношения $\mu_p = \mu_{p0} T^{-3/2}$ определить μ_{p0} . По известному значению μ_{p0} рассчитать значения μ_p для других температур. Результаты занести в таблицу

7. Определение температурной зависимости концентрации электронов. По формуле /6/ рассчитать значения n_i и по формуле /7/, используя табличные значения p_0 , определить значения n_0 . Результаты занести в таблицу.

8. По результатам расчетов построить графики:

$$\mathcal{L}_n(R_n 10^4) = \mathcal{F}\left(\frac{1000}{m}\right) \mathcal{L}_n \sigma = \mathcal{F}\left(\frac{1000}{m}\right);$$

$$\mathcal{L}_n p_0 = \mathcal{f} \left(1000/m \right); \mathcal{L}_n n_0 = \mathcal{f} \left(1000/m \right);$$

9. Построить графики для экспериментально полученных значений μ_p и рассчитанных по формуле $\mu_p = \mu_{p0} m^{-3/2}$ в зависимости от температуры.

10. Объяснить полученные результаты и по ним сделать выводы: в какой области температур исследован полупроводник и каков характер рассеяния носителей заряда. Вывод обосновать.

Данные для расчётов:

$$J = 3,9 \cdot 10^{-3} \text{ А}; a = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}; b = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}; l = 7 \cdot 10^{-3} \text{ м}; B = 1 \text{ Т};$$

$$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}; N_c = 1,04 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}; N_v = 6,1 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3};$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж К}^{-3}; \Delta E_g (\sigma e) = 0,66 \text{ эВ} = 1,056 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Контрольные вопросы.

1. Физическая сущность эффекта Холла в металлах.

2. В чём заключается отличие эффекта Холла в полупроводниках от температуры?

4. Что можно определить по температурным зависимостям постоянной Холла и проводимости в полупроводниках

5. Как выглядит схема возникновения э.д.с. Холла в полупроводнике n-типа, p-типа, собственном полупроводнике?

Список использованных источников

1. Елифанов Г.И., Мома Ю.А. Физические основы конструирования и технологии РЭА и ЭВА. М.: Сов. Радио, 1979, 350с.

2. Шалимова В.К. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985, 391с.

ИССЛЕДОВАНИЕ p-n ПЕРЕХОДА

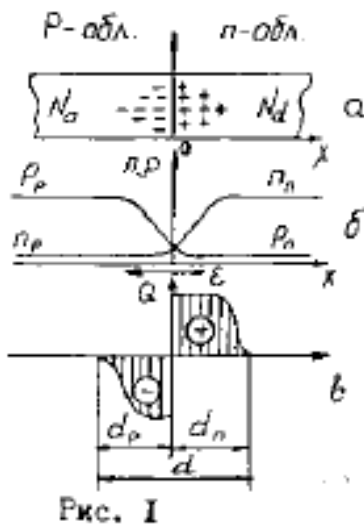
Цель работы: теоретическое и экспериментальное изучение электронно-дырочного перехода в полупроводниках.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1. Электронно-дырочный переход

Прогресс в развитии современной радиоэлектроники связан с использованием двух примесных полупроводников с различным типом проводимости. Такой контакт получил название электронно-дырочного перехода или p-n-перехода.

Пусть внутренней границей раздела двух областей полупроводника с различным типом проводимости является плоскость $X=0$ (рис. 1а). Слева от нее находится полупроводник p-типа с концентрацией акцептов N_a , справа - полупроводник n-типа с концентрацией доноров N_d .



В n-области основные носители заряда электроны, в p-области - дырки. При не слишком низких температурах примеси: доноры и акцепторы ионизированы практически полностью. Поэтому концентрация электронов в n-области $n_n = N_d$, а концентрация дырок в p-области $p_p = N_a$. Помимо основных носителей заряда эти области содержат неосновные носители, которые возникают за счет перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости: в n-области дырки с концентрацией p_n , в p-области электроны с концентрацией n_p . Их концентрации можно определить используя соотношение

$$n_n p_n = n_p p_p = n_i^2, \quad (1)$$

где n_i - собственная концентрация носителей заряда.

Если, $N_d, N_a \gg n_i$, то $n_n \gg p_n$ и $p_p \gg n_p$, следовательно, $n_n \gg p_p$ и $p_p \gg n_n$. Такое различие в концентрациях однотипных носителей заряда в контактирующих областях приводит к возникновению диффузионных потоков основных носителей заряда: электронов из n-области в p-область ($n_{n \rightarrow p}$) и дырок из p-области в n-область ($p_{p \rightarrow n}$). При этом электроны перешедшие в p-область, рекомбинируют вблизи границы раздела с дырками этой области, а дырки

перешедшие в n-область, рекомбинируют с электронами этой области. В результате в приконтактном слое n-области практически не остается свободных электронов, а в приконтактном слое p-области практически нет дырок (рис. 1б).

Полупроводник в целом электронейтрален, т.е. число положительных зарядов в его объеме равно числу отрицательных. Поэтому уменьшение концентрации электронов в приконтактном слое n-области из-за их рекомбинации с дырками, перешедшими из p-области, приводит к возникновению неподвижного объемного положительного заряда ионизированных атомов донора. По этой же причине в приконтактном слое p-области формируется неподвижный объемный отрицательный заряд ионизированных атомов акцептора (рис. 1в).

Образование заряженных областей - двойного электрического слоя - приводит к возникновению электрического поля \mathcal{E} и разности потенциалов в p-n-переходе. Возникшее поле направлено от n-области к p-области (рис. 1в). Это поле препятствует движению электронов из n-области в p-область и дырок из p-области в n-область, т.е. движению основных носителей заряда, что приводит к снижению диффузионных потоков $n_{n \rightarrow p}$ и $p_{p \rightarrow n}$. Но это же поле не влияет на движение неосновных носителей заряда: электроны из p-области и дырки из n-области в силу теплового движения, попадая в слой объемного заряда, подхватываются полем и переносятся через p-n переход, создавая, потоки неосновных носителей: электронов из p-области в n-область ($n_{p \rightarrow n}$) и дырок из n-области в p-область ($p_{n \rightarrow p}$).

В первый момент контакта объемные заряды равны нулю и потоки неосновных носителей значительно превосходят потоки основных носителей: $n_{n \rightarrow p} \gg n_{p \rightarrow n}$, $p_{p \rightarrow n} \gg p_{n \rightarrow p}$

Но по мере роста объемного заряда увеличивается разность потенциалов, что уменьшает потоки основных носителей. В то же время потоки неосновных носителей не зависят от разности потенциалов и остаются неизменными. Поэтому разность потенциалов достаточно быстро достигает такой величины, при которой наступает равенство потоков основных и неосновных носителей заряда:

$$n_{n \rightarrow p} = n_{p \rightarrow n}, p_{p \rightarrow n} = p_{n \rightarrow p}$$

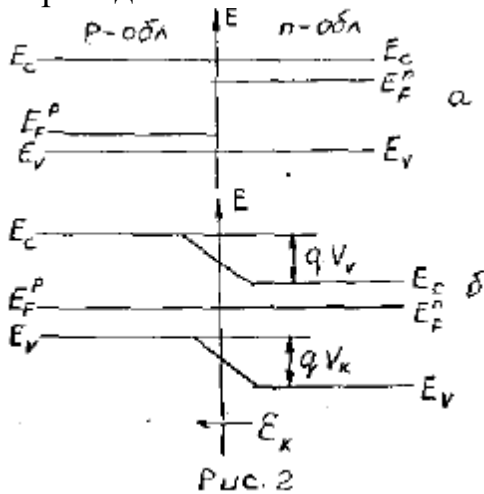
Это соответствует установлению в p-n-переходе состояния динамического равновесия. Электрический ток через переход в равновесии равен нулю.

Разность потенциалов между двумя различными по свойствам областями полупроводника, устанавливающаяся в результате обмена носителями заряда в условиях равновесия, называется контактной разностью потенциалов и обозначается V_k .

2. Контактная разность потенциалов

В первый момент образования p-n-перехода разность потенциалов между p- и n-областями равна нулю. Поэтому энергия электрона одинакова, например, на потолке валентной зоны, в p- и n-областях. Энергетическая диаграмма перехода имеет вид, показанный на рис. 2а. Уровень Ферми E_F в n-области смещен ко дну зоны проводимости E_c , а в p-области к потолку валентной зоны E_v . После установления равновесия образуется p-n- переход с контактной

разностью потенциалов V_k , что вызывает изменение положения уровней энергии электрона в р- и п-областях. Действительно, чтобы электрон из п-области перешел в р-область, он должен преодолеть силу отталкивания отрицательного заряда ионизированных атомов акцепторной примеси, как говорят, преодолеть потенциальный барьер. Для этого его энергия должна возрасти на величину qV_k . Поэтому все уровни энергии в р-области смещаются вверх на величину qV_k относительно уровней п-области, искривляясь в области р-п-перехода, как показано на рис.2б. При этом уровни Ферми E_F^n и E_F^p устанавливаются на одной высоте, что соответствует состоянию равновесия р-п-перехода.



Концентрация электронов в п-области определяется положением уровня Ферми $n_n \sim \exp\left[-\frac{E-E_F^n}{kT}\right]$. Концентрация электронов в р-области с учетом смещения энергетических уровней на величину qV_k и равенства $E_F^n = E_F^p$ определяется аналогичным выражением

$$n_p \sim \exp\left[-\frac{E + qV_k - E_F^n}{kT}\right]$$

и отношение

$$\frac{n_p}{n_n} = \exp\left[-\left(\frac{qV_k}{kT}\right)\right]$$

Логарифмируя (2) и разрешая относительно V_k получим

$$V_k = \left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{p_p n_n}{n_i^2}\right) \quad (3)$$

Из (3) следует, что V_k возрастает с увеличением концентрации основных носителей заряда и уменьшением n_i , которое происходит с увеличением ширины запрещенной зоны ΔE_q полупроводника. Например, для кремния с $\Delta E_q = 1,12$ эВ при $T=300$ К, $n_i = 1.45 \cdot 10^{10}$ см⁻³, если $N_a = N_d = 10^{17}$ см⁻³, $V_k = 0.8$ В.

3. Толщина р-п-перехода

Внешние границы слоя объемного заряда, в которых существует поле контактной разности потенциалов V_k , можно считать границами р-п-перехода (рис.1в). Область перехода обеднена свободными носителями заряда и содержит в основном неподвижные заряды ионов примесей, поэтому она

обладает большим сопротивлением, во много раз превышающим сопротивление остальной части полупроводников. Ее часто называют обедненной областью.

Толщина перехода определяется соотношением

$$d = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0 V_k}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} \right)^{1/2} = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0 V_k}{q} \frac{N_d + N_a}{N_d N_a} \right)^{1/2} \quad (4)$$

где ϵ -диэлектрическая проницаемость материала полупроводника;

$d = d_n + d_p$; d_n - толщина слоя объемного заряда в n-области; d_p - толщина слоя объемного заряда в p-области. Толщина p-n-перехода тем больше, чем ниже концентрация основных носителей заряда, равная концентрации соответствующей примеси. При этом глубина проникновения контактного поля больше в ту область, где меньше концентрация примеси. Например, при $N_d \ll N_a$ практически весь слой локализуется в n-области. Так для S_i при $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $d_n = 1 \text{ мкм}$, $d_p = 0,01 \text{ мкм}$.

4. Вольт-амперная характеристика p-n-перехода

Через p-n-переход протекают токи вызванные движением основных и неосновных носителей заряда.

Неосновные носители заряда: электроны в p-области и дырки в n-области, появляющиеся в результате тепловой генерации и достигающие в силу теплового движения границ p-n-перехода, подхватываются контактным полем и перебрасываются через переход, создавая I_{ns} и I_{ps} соответствующие потокам $n_{p \rightarrow n}$ и $p_{n \rightarrow p}$. Очевидно, что I_{ns} и I_{ps} пропорциональны концентрации неосновных носителей заряда и поэтому можно записать:

$$I_{ns} = A n_p, I_{ps} = B p_n$$

где A и B -коэффициенты пропорциональности.

Диффузионные потоки основных носителей заряда $n_{p \rightarrow n}$ и $p_{n \rightarrow p}$, зависящие от контактной разности потенциалов, создают соответственно токи I_{ns} и I_{ps} . Причем в равновесии p-n-переходе

$$I_{ns} = I_{np} \text{ и } I_{ps} = I_{pn} \quad (5)$$

и суммарный ток через переход равен нулю (рис.3а).

Приложение к p-n-переходу внешней разности потенциалов или внешнего напряжения V приводит к нарушению равновесного состояния перехода, изменению потенциального барьера и потоков основных носителей заряда и, соответственно тока через переход.

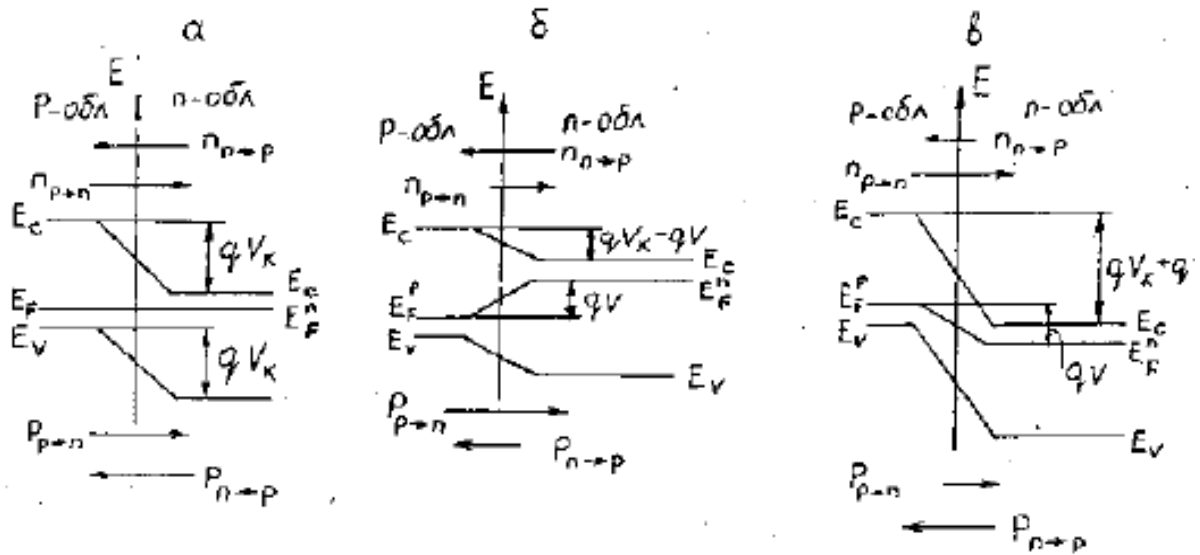


Рис. 3

Если плюс внешнего напряжения приложен к р-области, а минус к п-области, т.е. направление внешнего поля противоположно полю контактной разности потенциалов, то смещение называется прямым.

Прямое смещение уменьшает потенциальный барьер на величину qV (рис. 3б). В результате потоки основных носителей и связанные с ними токи возрастут в $e^{qV/kT}$ раз. С учетом (5) они могут быть записаны в следующем виде:

$$I_{np}^{np} = I_{ns} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right); I_{pn}^{np} = I_{ps} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

где индекс "np" обозначает токи при прямом смещении. В то же время движение неосновных носителей заряда остается неизменным. Результирующий ток через р-п-переход теперь отличен от нуля и определяется отношением:

$$I^{np} = (I_{np}^{np} + I_{pn}^{np}) - (I_{ns} + I_{ps}) = (I_{ns} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) + I_{ps} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)) - (I_{ns} + I_{ps}) = I_s (\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1) \quad (6)$$

где I_s -ток насыщения. $I_s = An_p + Bp_n$.

При приложении к р-п-переходу обратного смещения (плюс к п-области и минус к р-области) внешнее поле совпадает с полем контактной разности потенциалов, что увеличивает потенциальный барьер на величину qV (рис. 3в). Это приводит к уменьшению токов, вызванных основными носителями заряда, в $e^{qV/kT}$ раз. Токи же неосновных носителей заряда по-прежнему останутся неизменными. По аналогии с прямым смещением, обратный ток через переход можно записать в виде:

$$I^{об} = I_s (\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1) \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) можно объединить с учетом того, что прямому смещению соответствует $V > 0$, а обратному $V < 0$, тогда получим

$$I = I_s (\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1) \quad (8)$$

Соотношение (8) представляет собой уравнение вольт-амперной характеристики (ВАХ) р-п-перехода, выражающей количественную связь

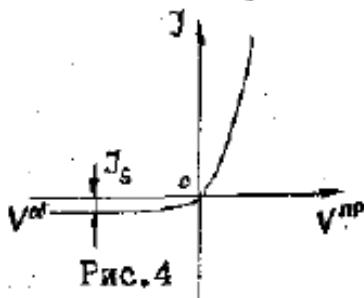
между током, текущим через переход, и внешним напряжением приложенным к переходу.

При приложении к переходу обратного смещения ($V < 0$) $\exp[-\left(\frac{qV}{kT}\right)] \rightarrow 0$. Поэтому обратный ток стремится к предельному значению: $I^{об} \rightarrow -I_s$. Практически оно достигается уже при $qV \approx 4kT$, т.е. при $V \approx 0.1$ В. Ток насыщения $I_s = An_p + Bp_n$ с учетом (1) можно выразить в виде

$$I_s = n_i^2 \left(\frac{A}{p_p} + \frac{B}{n_n} \right)$$

Видно, что I_s увеличивается с уменьшением концентрации основных носителей заряда, т.е. концентрации примеси; с уменьшением ширины запрещенной зоны полупроводника ΔE_q и повышением температуры, т.к. $n_i \sim \exp[-\frac{\Delta E_q}{2kT}]$. Увеличение n_i с повышением температуры приводит к понижению qV_k и при $n_n = n_p = n_i$ согласно (3)- к исчезновению р-п-перехода. Эта температура тем выше, чем шире ΔE_q полупроводника и чем сильнее он легирован примесью.

При приложении к р-п-переходу прямого смещения ток I^{np} через переход растет по экспоненте и уже при незначительных напряжениях достигает большой величины. Так при $V = -0.5$ В $I^{об} \approx -I_s$; при $V = 0.5$ В $I^{np} \approx -I_s e^{20}$. Отношение $\frac{I^{np}}{I^{об}} \approx 5 * 10^8$, что свидетельствует о том, что р-п-переход обладает односторонней проводимостью, проявляет высокие выпрямляющие свойства. На рис.4 показана ВАХ р-п-перехода, отвечающая уравнению (8) и построенная в разных масштабах для прямой и обратной ветвей, в противном случае график для $I^{об}$ слился бы с осью абсцисс.



5. Барьерная емкость р-п-перехода

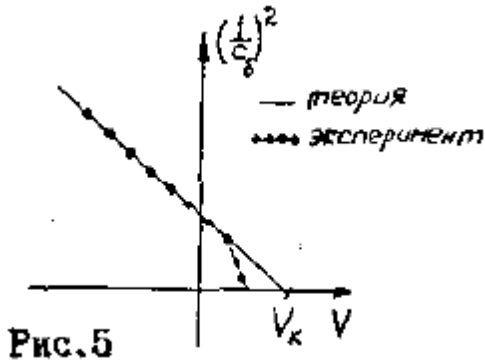
Электронно-дырочный переход представляет собой высокоомную область, где имеется двойной электрический слой: п-область заряжена положительно, р-область - отрицательно. Т.о. р-п-переход эквивалентен конденсатору, обкладками которого являются границы р-п-перехода, а диэлектриком - обедненная носителями область.

Так называемая барьерная емкость р-п-перехода определяется аналогично емкости плоского конденсатора и с учетом (4) имеет вид

$$C_б = S \left(\frac{\epsilon \epsilon_0 q N_d N_a}{2(N_d + N_a)(V_k - V)} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где S - площадь границы раздела областей р- и п-типа.

Видно, что увеличение обратного смещения уменьшает барьерную емкость (рис.5.). График построен в координатах $(\frac{1}{C_6})^2 = f(V)$ и позволяет определить величину V_k перехода. Как правило, у большинства p-n-переходов одна сторона легирована примесью значительно сильнее, чем другая. Тогда (9) для случая $N_d \gg N_a$ примет вид $C_6 = S(\frac{\epsilon\epsilon_0 q N_a}{2(V_k - V)})^{1/2}$



6. Пробой p-n-перехода

При большом обратном смещении на p-n-переходе через него протекает очень большой ток, переход "пробивается" (рис. 6) . Существует три основных механизма пробоя: тепловой, туннельный и лавинный.

Тепловой пробой связан с протеканием через переход обратного тока и, следовательно, выделения теплоты за счет рассеивания мощности $I^0 V$. Это приводит к повышению температуры перехода и в свою очередь к увеличению обратного тока, повышению температуры перехода и т.д. При определенном напряжении $V = V_{\text{проб}}$ возникает процесс лавинообразного нарастания тока и разрушения p-n-перехода (кривая 1 на рис.6).

Туннельный пробой возникает, когда обе стороны перехода сильно легированы примесью и на него подано обратное смещение. Из рис.7 видно, что в этом случае значительная часть заполненных электронами энергетических состояний в валентной зоне p-области оказываются на одном уровне со свободными энергетическими состояниями в зоне проводимости n-области. Если энергетический барьер, разделяющий эти состояния узок, то электроны благодаря туннельному эффекту могут переходить из валентной зоны p-области в зону проводимости n-области. Этот квантомеханический процесс туннельного перехода и создает обратный ток через p-n-переход и его разрушение при больших значениях (кривая 2 рис.6). Туннельный пробой возникнет при напряжениях меньших $4\Delta E_g/q$ (5В для Si). Так как ширина запрещенной зоны ΔE_g в Si, Ge уменьшается с повышением температуры, то напряжение туннельного пробоя падает с ростом температуры.

Причиной лавинного пробоя являются столкновения носителей заряда с электронами валентной зоны в обедненном слое перехода при обратном смещении. Носители заряда ускоряются сильным электрическим полем этого слоя и приобретают кинетическую энергию достаточную для генерации новых свободных носителей заряда, что приводит к лавинообразному увеличению обратного тока (кривая 3 на рис.6). Такой пробой имеет место при напряжениях

больших $6\Delta E_g/q$ ($\approx 8\text{В}$ для Si), причем напряжение пробоя возрастает с увеличением температуры.

Диоды, спроектированные для работы в режиме туннельного или лавинного пробоя, называются стабилитронами и широко применяются для стабилизации напряжения.

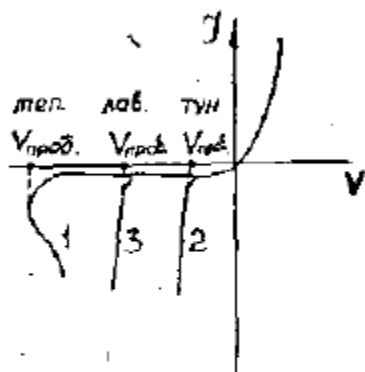


Рис. 6

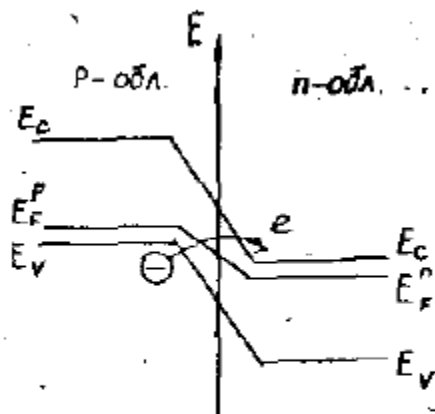


Рис. 7

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Описание лабораторной установки

В лабораторной работе используются р-п-переходы двух кремниевых и одного германиевого диодов, которые размещены в термостате. Подключение к измерительным цепям одного из диодов осуществляется переключателем "Диоды" с положениями "1", "2", "3". Для измерения напряжения, подаваемого на диод, служит индикатор "Измерение V" с пределами "1В", "10В", "50В". Переключатель пределов расположен под индикатором. Измерение тока, протекающего через диод, производится по индикатору "Измерение I" с пределами "100мкА", "1мА", "10мА", "100мА". Переключатель пределов расположен под индикатором. Регулировка напряжения смещения на диоде осуществляется переключателем "Полярность U" с положениями "+" и "-". Нагрев диодов происходит при включении тумблера "Нагрев" с сигнальной лампочкой. Включение установки в сеть осуществляется тумблером "Сеть Вкл.".

Исходное положение ручек управления: ручка регулировки напряжения смещения в крайнем левом положении; переключатели пределов измерения "50В" и "100мА". Переключатель "Полярность U" в положении "+".

Порядок выполнения работы

Включить установку в сеть и прогреть в течение пяти минут.

1. Исследование вольт-амперных характеристик р-п-переходов при комнатной температуре.

Номера исследуемых диодов согласовываются с преподавателем.

Установить ручку "Диоды" в нужное положение. Вращением ручки "Напряжение" определить пределы изменения тока через диод и напряжение на нем. Установить пределы индикаторов "Измерение U" и "Измерение I" удобные

для измерения. Снять прямую ветвь вольт-амперной характеристики (8-10 точек).

Установить ручку "Напряжение" в крайнее левое положение, установить пределы измерения "50В" и "100мА". Переключатель "Полярность U" поставить в положение "-". Вращая ручку "Напряжение", определить пределы изменения обратного тока диода и напряжения на нем, установить необходимые пределы измерения индикаторов. Снять обратную ветвь вольт-амперной характеристики (8-10 точек). Обратить особое внимание на напряжение пробоя диода, если он наблюдается.

Повторить измерения, если необходимо, для других диодов.

2. Исследование вольт-амперных характеристик диодов при температуре $T = 60^{\circ}\text{C}$.

Включить тумблер "Нагрев". После загорания сигнальной лампочки повторить измерения п.1.

3. По результатам измерений, проведенных в пп.1 и 2, для каждого диода построить графики вольт-амперных характеристик при комнатной температуре и при $T = 60^{\circ}\text{C}$. По графикам определить полупроводниковые материалы, из которых изготовлены диоды и, если возможно, тип пробоя.

Контрольные вопросы

1. Что такое p-n-переход?
2. Чем характеризуется равновесное состояние p-n-перехода?
3. Как расположен уровень Ферми в равновесном переходе и почему?
4. Какие токи протекают через p-n-переход?
5. Объясните вольт-амперную характеристику.
6. Что такое барьерная емкость p-n-перехода?
7. Типы пробоя p-n-перехода.

Список использованных источников

1. Епифанов Г.И., Мома Ю.А. Физические основы конструирования и технологии РЭА и ЭВА. М.: Сов. радио, 1979. 350с.
2. Шалимова В.К. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985. 391с.
3. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2т. М.: Мир, 1984. 455с.

Исследование светоизлучающего диода и полупроводникового квантового генератора

Цель работы: Изучение физики работы светоизлучающего диода и полупроводникового квантового генератора и экспериментальное исследование их характеристик.

Теоретическая часть

1. Вырожденные полупроводники

Если концентрация примеси очень большая, то уровни примесных атомов в полупроводнике расширяются в полосы, сливающиеся с зоной проводимости в случае донорской примеси или с валентной зоной в случае акцепторной примеси. Уровень Ферми оказывается при этом либо в зоне проводимости, либо в валентной зоне. В этом случае говорят о вырождении электронов или дырок и, соответственно, о вырожденных полупроводниках n- и p-типа.

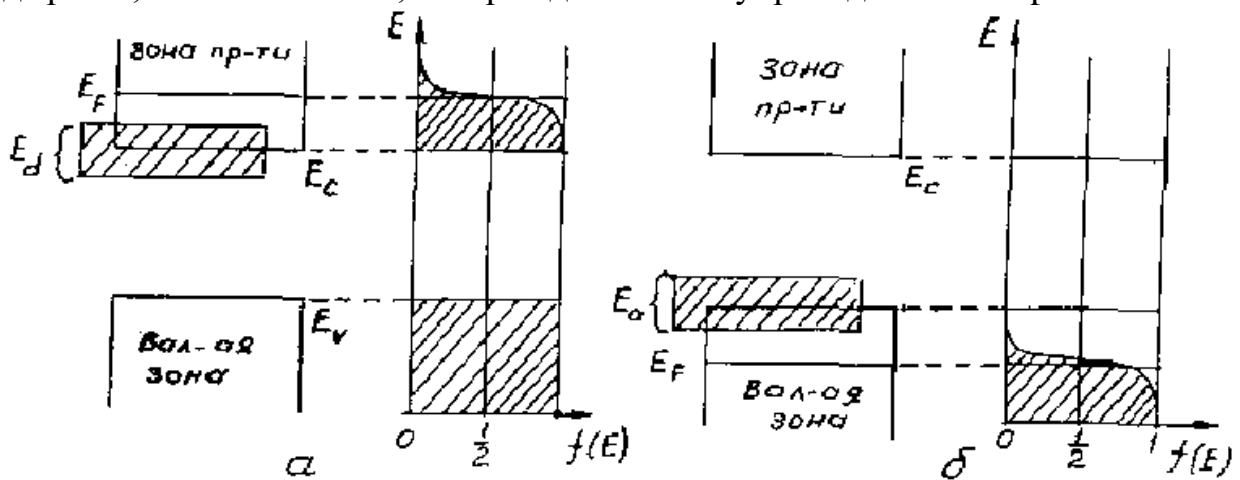


Рис. I

В вырожденном полупроводнике n-типа электроны полностью заполняют не только уровни валентной зоны, но и практически все уровни, лежащие в зоне проводимости вблизи ее дна ниже уровня Ферми E_F (рис.1а). На рис.1а слева представлена энергетическая диаграмма полупроводника n-типа, справа график функции распределения электронов $f(E)$ по уровням энергии в пределах разрешенных зон. Штриховкой обозначены уровни энергии заполненные электронами с вероятностью, определяемой функцией $f(E)$.

В вырожденном полупроводнике p-типа электроны почти полностью заполняют все уровни валентной зоны ниже уровня Ферми E_F . Выше него электронов практически нет (рис.1б).

При повышении температуры электроны получают энергию от тепловых колебаний кристаллической решетки полупроводника и переходят на уровни с большей энергией. Поэтому в вырожденных полупроводниках уровень Ферми E_F с повышением температуры смещается в сторону запрещенной зоны: в полупроводнике n-типа – вниз, а p-типа – вверх. При некоторой температуре уровень Ферми оказывается в запрещенной зоне, т.е. вырождение исчезает. Температура при которой исчезает вырождение, тем выше, чем больше концентрация примесей.

2. Неравновесные носители заряда

В состоянии теплового равновесия в полупроводнике произведение концентраций носителей заряда $n_0 p_0 = n_i^2$ не зависит от концентрации примесей, где n_i — собственная концентрация носителей заряда.

Однако возможна такая ситуация, при которой одновременно велики и n и p , т.е. $np > n_i^2$. Такое отклонение от равновесия получается в результате внешнего воздействия на полупроводник, например, оптическим излучением с энергией фотона $h\nu \geq \Delta E_g$. При этом возникают дополнительные неравновесные электроны и дырки.

Распределение неравновесных электронов и дырок по энергии описывается такими же соотношениями, что и равновесные носители заряда, но уровни Ферми для электронов и дырок будут разными. Их называют электронным E_F^n и дырочным E_F^p квазиуровнями Ферми.

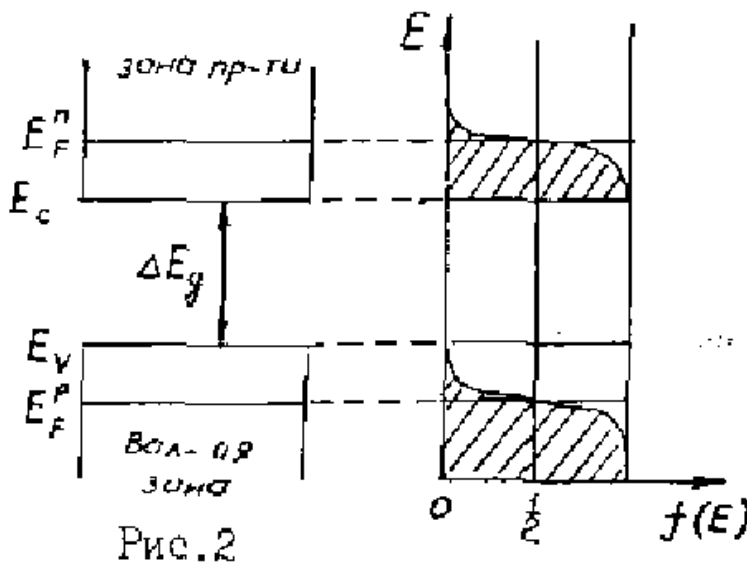


Рис. 2

Особенно важен случай, когда электроны и дырки в полупроводнике вырождены одновременно, т.е. расстояние между квазиуровнями Ферми превышает ширину запрещенной зоны ΔE_g (рис. 2).

В таком полупроводнике практически все уровни в зоне проводимости между E_F^n и E_c заняты электронами, а в валентной зоне уровни между E_v и E_F^p в основном заполнены дырками.

а в валентной зоне уровни между E_v и E_F^p в основном заполнены дырками.

3. Излучательная рекомбинация

Различают безизлучательную и излучательную рекомбинацию. Излучательная рекомбинация, в свою очередь, делится на спонтанную (самопроизвольную) и на индуцированную (вырожденную).

При спонтанной рекомбинации электрон самопроизвольно переходит из зоны проводимости на свободные уровни (дырки) в валентной зоне, выделяя часть своей энергии в виде фотона с энергией $E_{\text{фот}} = h\nu = E_n - E_p$, где E_n и E_p — энергии рекомбинирующих электрона и дырки.

Индуцированная рекомбинация происходит под действием света. Электрон проводимости переходит в валентную зону не самопроизвольно, а вынужденно, если его “подтолкнет” фотон с энергией $h\nu$, достаточно близкой к разнице $E_n - E_p$. При этом будет излучен вторичный фотон, который принципиально ничем не отличается от фотона, вызвавшего рекомбинацию. Они имеют одну и ту же частоту, фазу, поляризацию и направление распространения. Это означает, что в полупроводнике при определенных условиях возможно усиление света.

4. Поглощение и усиление света в полупроводниках

Собственный проводник, находящийся в тепловом равновесии, прозрачен для света с частотой $\vartheta < \frac{\Delta E_g}{h}$, так как энергии фотона не хватает для перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости ($E_{\text{фот}} = h\vartheta < \Delta E_g$). Поэтому фотоны оптического излучения не поглощаются электронами валентной зоны. Если же частота света $\vartheta > \frac{\Delta E_g}{h}$, то энергия фотона больше ширины запрещенной зоны ($h\vartheta > \Delta E_g$). Поэтому электроны валентной зоны поглощают фотоны оптического излучения и переходят в зону проводимости. Эти же фотоны могут вызвать индуцированную рекомбинацию, что приводит к усилению света.

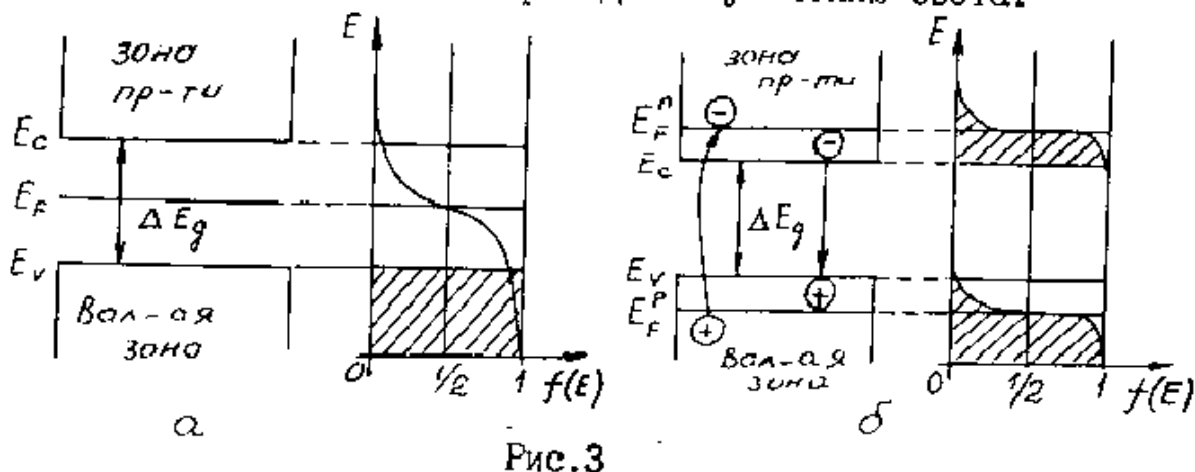


Рис.3

Так как вероятность процесс поглощения фотона равна вероятности индуцированной рекомбинации и в собственном полупроводнике число электронов в валентной зоне много больше числа электронов зоны проводимости (рис.3а), то процессы поглощения фотонов будут преобладать. Следовательно, оптическое излучение с частотой $\vartheta > \frac{\Delta E_g}{h}$ будет сильно поглощаться в чистом полупроводнике, находящемся в тепловом равновесии. Рассмотрим теперь полупроводник, одновременно вырожденный по электронам и дыркам (рис.3б). В таком полупроводнике расстояния между квазиуровнями Ферми больше ширины запрещенной зоны, т.е.

$$E_F^n - E_F^p > \Delta E_g$$

Естественно, что при этом электроны из зоны проводимости могут перейти в валентную зону только на свободные уровни (дырки), лежащие в интервале от E_v до E_F^p так как остальные уровни заняты электронами. Электроны из валентной зоны по той же причине практически могут переходить в зону проводимости только на уровни, лежащие выше E_F^n . Таким образом, если пропустить через вырожденный полупроводник свет, энергия фотонов которого лежит в интервале от $h\vartheta_{\text{max}} = E_F^n - E_F^p$ до $h\vartheta_{\text{min}} = E_c - E_v = \Delta E_g$, то такие фотоны не могут вызвать переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости и, следовательно, не могут поглотиться в полупроводнике. В то же время эти фотоны могут вызвать индуцированную рекомбинацию. При этом появятся вторичные фотон, точно совпадающие по своим свойствам с первичными, такой полупроводник может усиливать свет в полосе частот.

$$\Delta\nu = \nu_{max} - \nu_{min} = \frac{E_F^n - E_F^p}{h} - \frac{\Delta E_g}{h} \quad (1)$$

Ширина этой полосы определяется степенью вырождения электронов и дырок, т.е. положением квазиуровней Ферми и шириной запрещенной зоны ΔE_g .

Итак, выполнение условия

$$E_F^n - E_F^p > \Delta E_g \quad (2)$$

необходимо для того, чтобы полупроводник мог усиливать оптическое излучение.

5. Принцип действия полупроводникового квантового генератора

Пусть имеется полупроводник, в котором выполняется условие (2) (рис.4). В нем может произойти спонтанная рекомбинация. Появившийся фотон может вызвать индуцированную рекомбинацию, в результате которой в полупроводнике будет два фотона с одинаковыми направлениями



Рис.4

распространения, частотой, фазой и поляризацией. Они, в свою очередь, могут вызвать индуцированную рекомбинацию, что приведет к появлению уже четырех фотонов, и т.д. Таким образом, в полупроводнике возникнет лавинообразный процесс нарастания числа фотонов, происходит усиление

световой волны.

Так как в результате спонтанной рекомбинации появляется большое число фотонов, распространяющихся во всевозможных направлениях, то имеется и множество усиливающихся световых волн, которые распространяются в любых направлениях и частоты которых находятся в интервале $\Delta\nu(1)$. Полупроводник начинает излучать свет. На этом принципе основано действие светоизлучающих диодов (СИД).

Поместим теперь полупроводник между двух зеркал, установленных параллельно друг другу, которые образуют оптический резонатор (рис.4). В этом случае из всех световых волн наибольшее усиление получит та, которая распространяется по оси полупроводника перпендикулярно зеркалам, как показано на рис 4. Это связано с тем, что эта волна, падающая на зеркало Z_1 , отражается обратно в полупроводник, где она усиливается. После отражения от зеркала Z_2 , волна опять направляется в полупроводник, где она снова усиливается, и т.д. Световые волны, распространяющиеся по любым другим направлениям, быстро покидают полупроводники и поэтому не получают заметного усиления.

Если одно из зеркал, например Z_1 , сделать полупрозрачным, то световая волна частично будет выходить в виде остронаправленного светового луча из оптического резонатора— происходит процесс генерации оптического излучения.

6. Инжекционные полупроводниковый квантовый генератор и светоизлучающий диод

Осуществить в чистых беспримесных полупроводниках одновременное вырождение электронов и дырок трудно. Гораздо легче этого добиться, используя примесные полупроводники, в которых уже вырождены либо электроны, либо дырки.

Если взять два вырожденных полупроводника n и p-типов и соединить их (рис 5, то в месте контакта, называемом p-n-переходом, может быть выполнено условие (2) $E_F^n - E_F^p > \Delta E_g$. Однако это условие будет выполняться в области перехода только в момент

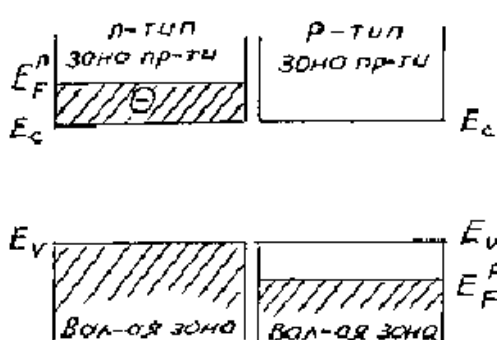


Рис.5

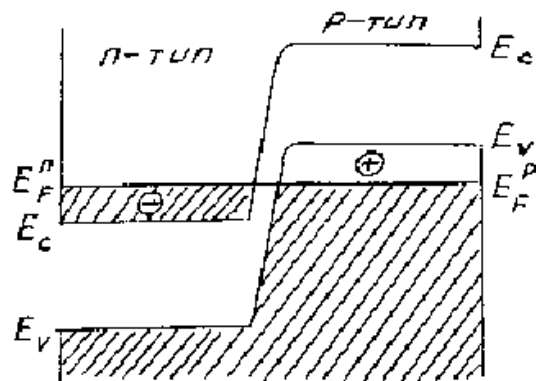


Рис.6

присоединения полупроводников, после чего p-n-переход придет в равновесное состояние, характеризуемое одинаковым значением энергии Ферми в n- и p-областях (рис.6).

Для того, чтобы снова создать вырождение электронов и дырок в области p-n-перехода и обеспечить выполнение условия (2) к нему необходимо приложить

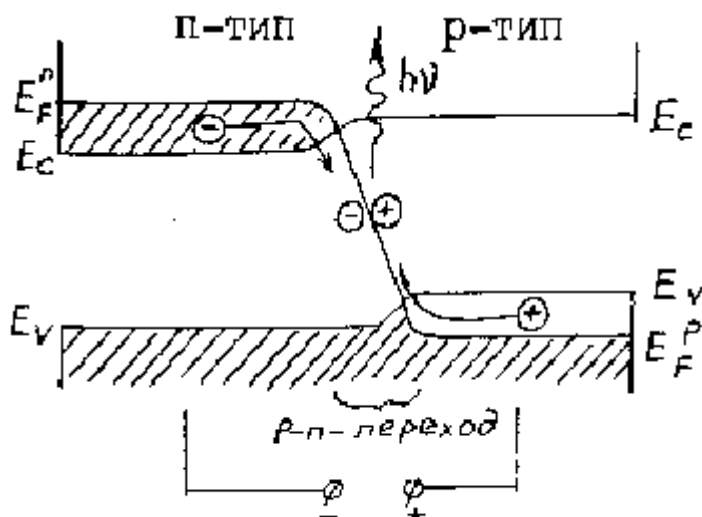


Рис.7

напряжение в прямом направлении. При подаче напряжения уровни Ферми сместятся так, что в области p-n-перехода будет выполняться условие (рис. 7).

$$E_F^n - E_F^p > \Delta E_g$$

при этом через переход потечет ток, состоящий из двух компонент: электронов и дырок,двигающихся навстречу друг другу. Происходит инжекция носителей заряда в p-n-

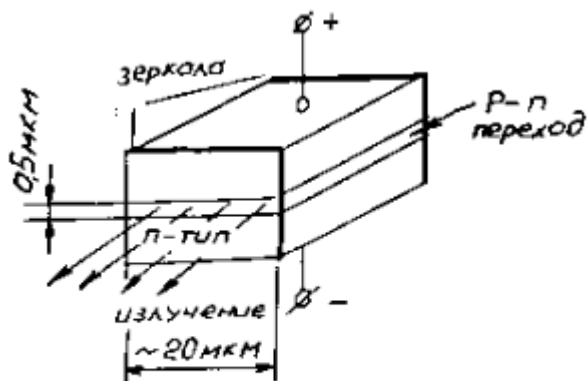


Рис.8

переход. Эти два потока частиц встречаются в тонком слое перехода и рекомбинируют, излучая фотоны.

Для изготовления инжекционных полупроводниковых квантовых генераторов (ПКГ) и СИД используют большое число

различных полупроводниковых материалов. Однако, наибольшее распространение получил арсенид галлия GaAs. В кристалле небольших размеров (длина < 1 мм, ширина 0,5 мм, толщина < 0,2 мм) формируют р-п-переход с контактами для подачи напряжения (рис. 8). ПКГ отличается от СИД, наличием резонатора. Зеркала резонатора изготавливаются на торцевых поверхностях кристалла.

7. Зависимость мощности оптического излучения ПКГ и СИД от тока накачки

Для ПКГ характерно наличие порогового тока $J_{пор}$. При увеличении тока инжекции или как еще говорят тока накачки J выше $J_{пор}$ начинается процесс генерации оптического излучения.

Это связано с тем, что при падении световой волны на полупрозрачное зеркало резонатора, лишь часть ее отразится обратно в кристалл полупроводника, где она усиливается. Поэтому усиление света при двойном проходе через полупроводник должно быть таким, чтобы на полупрозрачное зеркало вернулась световая волна не меньшая, чем в предыдущий раз. Только тогда световая волна начнет нарастать от прохода к проходу. Это условие

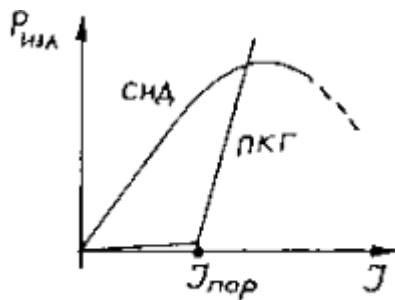


Рис. 9

выполняется при $J > J_{пор}$. В противном случае световая волна будет затухать. Увеличение J выше $J_{пор}$ приводит к линейному увеличению мощности излучения (рис 9). В СИД оптическое излучение возникает при спонтанной рекомбинации электронов и дырок в области р-п-перехода сразу после включения тока накачки, и его мощность линейно растет с

увеличением J (рис 9). При достаточно большом значении J начинает сказываться тепловой разогрев полупроводника. Это приводит к движению квазиуровней Ферми в сторону запрещенной зоны, к уменьшению степени вырождения электронов и дырок, и соответствующему уменьшению мощности излучения. Аналогичные процессы происходят и в ПКГ при больших токах накачки.

8. Спектр излучения

Ширина спектра излучения СИД определяется степенью вырождения носителей заряда в полупроводнике (2) и лежит в диапазоне частот или длин волн (рис. 10, кривая 1)

$$\frac{\Delta E_g}{h} < \Delta \nu < \frac{E_F^n - E_F^p}{h} \text{ или } \frac{ch}{E_F^n - E_F^p} < \Delta \lambda < \frac{ch}{\Delta E_g},$$

где c - скорость света.

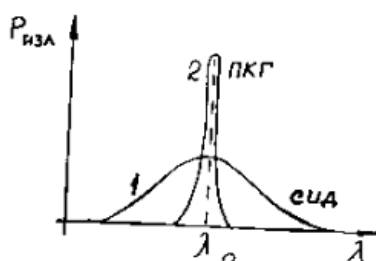


Рис. 10

В ПКГ спектр излучения значительно уже. Дело в том, что усиление света в диапазоне длин волн $\Delta \lambda$ (рис. 10, кривая 1) неодинаково. На длине волны максимального усиления λ_0 "рождается" большее число фотонов, и при каждом проходе через полупроводник световая волна на λ_0 усиливается больше, чем свет других длин

волн. Поэтому при большом числе проходов спустя сравнительно короткое время подавляющее число фотонов будут обладать очень близкими значениями энергии, соответствующей λ_0 , т.е. происходит сужение спектра излучения ПКГ (рис. 10, кривая 2).

9. Расходимость излучения

Расходимость излучения ПКГ определяется соотношением

$$\varphi = \frac{\lambda}{d}$$

где λ - длина волны излучения ПКГ; d - характерный размер излучающей области. Так как размер излучающей области в плоскости р-п-перехода (рис 8) составляет ≈ 20 мкм, то расходимость излучения в этой плоскости по уровню $0,5P_{\text{изл}}$ при $\lambda \approx 1$ мкм составляет около 20° . Расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной плоскости р-п-перехода, больше и составляет примерно 60° , так как размер излучающей области в этой плоскости $\approx 0,5$ мкм (рис. 11).

В СИД спонтанное излучение направлено в разные стороны, поэтому его можно считать изотропным и подчиняющимся закону Ламберта: $P_{\text{изл}} \approx P_{\text{max}} \cos \varphi$. Расходимость излучения СИД без применения специальной фокусирующей оптики по уровню 0,5 составляет примерно 60° и не зависит от ориентации СИД в пространстве.

Практическая часть

Цель практической части работы: определение зависимости мощности излучения от тока накачки; расходимости и спектральных характеристик излучения светоизлучающего диода и полупроводникового квантового генератора.

Описание лабораторной установки

Лабораторная установка состоит из двух частей: оптического блока и блока управления (рис. 12).

блока и блока управления (рис.12).

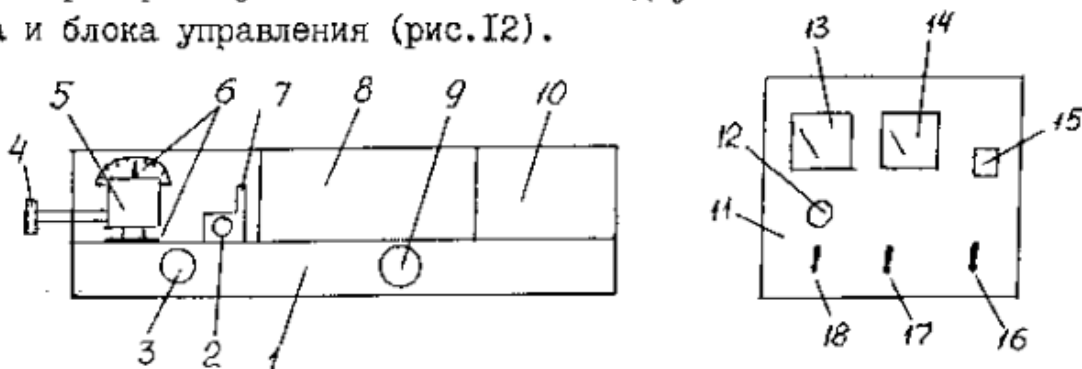


Рис. 12

1 – оптический блок; 2 – ручка стойки фотодиода; 3 – винт углового перемещения блока излучателей в горизонтальной плоскости; 4 – винт углового перемещения блока излучателей в вертикальной плоскости; 5 – блок излучателей; 6 – угломерные шкалы; 7 – стойка фотодиода; 8 – отсек спектрографа; 9 – барабан настройки спектрографа; 10 – отсек ФЭУ; 11 – блок управления; 12 – ручка регулировки "ток накачки"; 13 – индикатор тока накачки; 14 – индикатор мощности излучения; 15 – сигнальная лампочка; 16 – выключатель "сеть"; 17 – переключатель "ФЭУ-ФД"; 18 – переключатель "излучатель".

Оптический блок 1 содержит блок излучателей 5, на котором закреплены СИД и ПКГ. Блок излучателей может вращаться в горизонтальной и вертикальной плоскости с помощью винтов 3 и 4. Углы поворота отсчитываются по угломерным шкалам 6. Ручкой 2 под излучение ПКГ и СИД может вводиться фотодиод (ФД), закрепленный на стойке 7. ФД используется при исследовании мощности излучения ПКГ и СИД от тока накачки и расходимости излучения.

При исследовании спектра излучения ПКГ и СИД используется спектрограф, помещенный в отсеке 8. Спектрограф – оптический прибор, предназначенный для спектрального анализа оптического излучения. Излучение поступает на дифракционную решетку, которая отклоняет его на выходную щель. Угол отклонения зависит от длины волны света, поэтому за выходной щелью будет оптическое излучение с длиной волны, определяемой угловым положением дифракционной решетки. Вращение решетки осуществляется барабаном 9. Перевод показаний шкалы барабана в длины волн приведен на рис. 13.

Излучение после спектрографа поступает на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), где оно преобразуется в электрический сигнал, пропорциональный мощности оптического излучения.

На лицевой панели блока управления размещены индикаторы и органы управления установкой. Ручка 12 регулировки "ток накачки" позволяет изменять ток через ПКГ и СИД от нуля до 400 мА, который регистрируется

индикатором 13. Индикатор 14 служит для регистрации мощности оптического излучения ПКГ и СИД в относительных единицах. С помощью переключателя 17 “ФЭУ-ФД” индикатор подключается либо к выходу ФД, либо к выходу ФЭУ. Переключателем 18 “излучатель” с положениями “1” и “2” подается напряжение питания на СИД или ПКГ.

Выключатель 16 “сеть” служит для включения установки, что сигнализируется лампочкой 15.

Исходное положение ручек управления: ручка регулировки “токнакачки” в крайнем левом положении; переключатель “излучатель” в положении “1”, переключатель “ФЭУ-ФД” в положении “ФД”. Винтами углового положения блока излучателей установить: угол в горизонтальной плоскости $\beta = 0^\circ$, угол в вертикальной плоскости $\gamma = 0^\circ$. Стойка сдвинута до упора “от себя”. Барабан настройки спектрографа в любом крайнем положении.

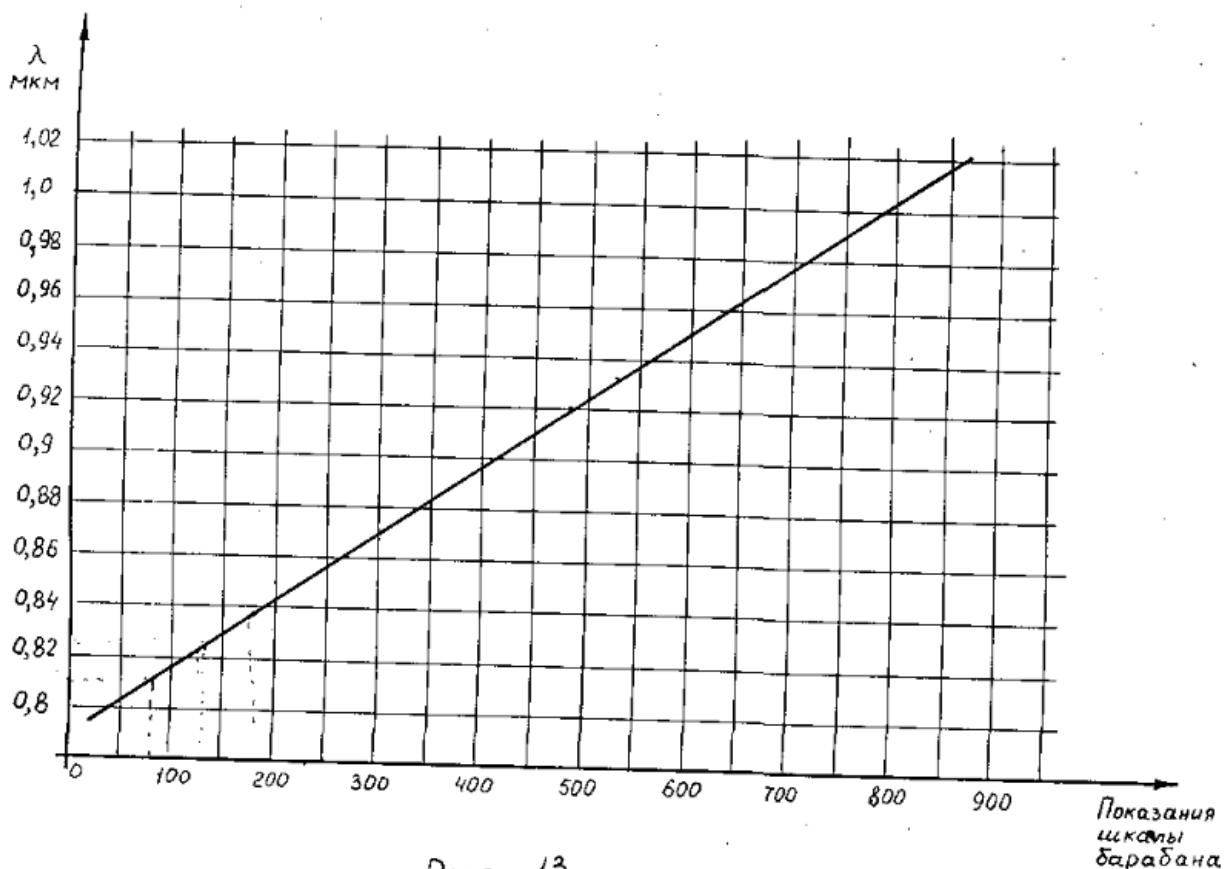


Рис. 13

Порядок выполнения работы

1. Исследование мощности излучения ПКГ и СИД от тока накачки.

Включить установку в сеть.

Изменяя ток накачки через 40 мА, регистрировать показания индикатора мощности излучения. Результаты занести в таблицу.

Переключатель “Излучатель” перевести в положение “2”. Повторить измерения. Особо обратить внимание на те токи накачки, при которых происходит резкое изменение мощности оптического излучения.

Переключатель “Излучатель” перевести в положение “1”.

2. Исследование расходимости излучения ПКГ и СИД в горизонтальной плоскости.

Установить максимальный ток инжекции. Изменяя угол поворота блока излучателей β винтом 3 от -24° до 24° через 3° , регистрировать показания индикатора мощность излучения. Результаты занести в таблицу. Переключатель “Излучатель” перевести в положение “2”. Повторить измерения. Установить угол $\beta = 0^\circ$

Переключатель “Излучатель” перевести в положение “1”.

3. Исследование расходимости излучения ПКГ и СИД в вертикальной плоскости.

Выполнять аналогично п.2.

4. Исследование спектральной характеристики ПКГ и СИД.

Углы β и γ установить на 0. Переключатель “ФЭУ-ФД” установить в положение “ФЭУ”. Подвижную стойку выдвинуть до упора “к себе”.

Вращая барабан настройки спектрографа, установить по шкале область положения спектра излучателя 1. Разбить область на 10 равных интервалов. В найденных точках зарегистрировать показания индикатора мощность излучения. Но градуировочному графику (рис. 13) перевести показания шкалы барабана спектрографа в длины волн. Результаты занести в таблицу. Переключатель “излучатель” перевести в положение “2”. Повторить измерения. Выключить установку.

5. По результатам измерений построить четыре графика. На каждом графике должны быть приведены соответствующие зависимости для излучателей “1” и “2”.

Определить, какой из излучателей ПКГ, а какой СИД. Для ПКГ определить: как расположена плоскость р-п-перехода - горизонтально или вертикально. Выводы обосновать.

Контрольные вопросы

1. Что такое вырожденные полупроводники?
2. Что такое индуцированная рекомбинация?
3. Как распределены электроны по энергии в зоне проводимости и в валентной зоне в случае одновременного вырождения полупроводника по электронам и дыркам?
4. Условие возможности усиления света в полупроводниках.
5. Принцип действия ПКГ.
6. Отличие СИД от ПКГ.
7. Почему зависимость мощности излучения ПКГ от тока накачки имеет пороговое значение?
8. Почему спектр излучения ПКГ уже спектра излучения СИД?

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Цель работы: теоретическое изучение явления генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда, фотопроводимости и экспериментальное исследование оптических свойств полупроводников.

Теоретическая часть

I. Собственное поглощение света

Интенсивность света, распространяющегося в веществе, изменяется согласно закону Бугера

$$I = I_0 e^{-\alpha x}$$

где I_0 - начальная интенсивность; x - длина пути света;

α коэффициент поглощения - величина, обратная длине пути, на котором интенсивность I света уменьшается в $e = 2,73$ раз.

Коэффициент поглощения является характеристикой вещества и зависит от длины волны света. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны света $\alpha(\lambda)$ или от энергии падающего кванта света называют спектром поглощения.

Квант или фотон оптического излучения обладает энергией $E_{\text{фот}}$ и импульсом $P_{\text{фот}}$:

$$E_{\text{фот}} = h\nu_{\text{фот}}; \quad P_{\text{фот}} = \frac{h}{\lambda_{\text{фот}}}$$

где $\nu_{\text{фот}}$ и $\lambda_{\text{фот}}$ - частота и длина волны света соответственно.

Если энергия фотона $E_{\text{фот}}$, падающего на кристалл полупроводника, больше или равна ширине запрещенной зоны ΔE_g , то электрон валентной зоны может поглотить его и перейти в зону проводимости; в валентной зоне при этом образуется дырка. Поглощение света, сопровождаемое генерацией электронно-дырочных пар, называется собственным.

При поглощении света должны выполняются законы сохранения энергии и импульса и при его анализе существенное значение имеет структура энергетических зон.

Для ряда полупроводников, например арсенида галлия $GaAs$, вершины парабол (см. "Введение" уравнения (2) и (3)), описывающих энергию электронов в зоне проводимости и в валентной зоне, расположены одна под другой (обычно в точке $p = 0$). Такие полупроводники называются прямозонными.

Переходы электронов через запрещенную зону при поглощении фотона будут происходить в них прежде всего между энергетическими состояниями, близкими к максимуму валентной зоны и минимуму зоны проводимости (рис. 1). Так как импульс фотона очень мал, то можно считать, что импульс

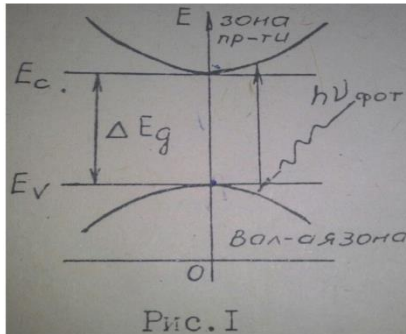


Рис. 1

электрона при переходе практически не изменяется. Законы сохранения энергии и импульса в это случае примут вид:

$$E' = E + h\nu_{\text{фот}}; \quad p' = p,$$

где: E и p - энергия и импульс электрона в валентной зоне; E' и p' энергия и импульс электрона после перехода в зону проводимости.

Такие переходы называются прямыми и изображаются вертикальными стрелками (рис. 1).

Расчет коэффициента собственного поглощения для прямых переходов приводит к соотношения для α (в см^{-1})

$$\alpha \approx 2,7 \cdot 10^6 (h\nu_{\text{фот}} - \Delta E_g) \quad (1)$$

где $h\nu_{\text{фот}}$ и ΔE_g выражены в эВ. При $h\nu_{\text{фот}} - \Delta E_g = 0,01$ эВ

$\alpha \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ и свет практически полностью поглощается на расстоянии 2 мкм от поверхности. Из (1) следует, что для прямых переходов отсутствует

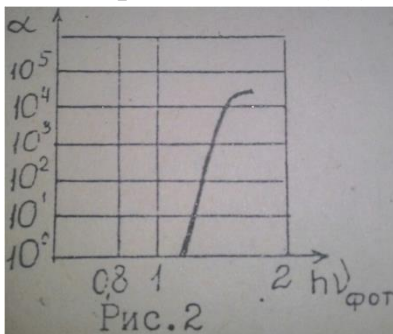


Рис. 2

поглощение фотонов с $h\nu_{\text{фот}} < \Delta E_g$. В силу этого край собственного поглощения со стороны длинных волн или малых энергий фотонов должен быть очень резким (рис. 2). Для таких полупроводников как германий Ge , кремний Si и других минимум энергии зоны проводимос-

ти и максимум энергии валентной зоны расположены при разных значениях импульса (рис. 3). Пусть на кристалл полупроводника падает оптическое

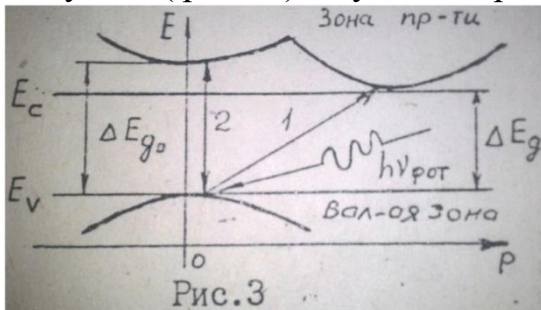


Рис. 3

излучение, энергия фотонов которого увеличивается. Когда энергия фотонов станет

$$h\nu_{\text{фот}} \geq \Delta E_g$$

то электроны валентной зоны будут поглощать их и переходить в зону проводимости.

Но в этом случае импульс электрона в зоне проводимости отличается от его импульса в валентной зоне. При таких переходах изменение импульса электрона сопровождается поглощением или возбуждением фонона (см. "Введение" п.6). Законы сохранения энергии и импульса примут вид:

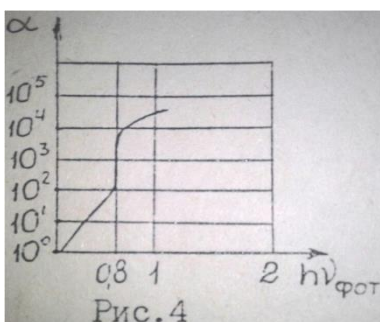
$$E' = E + h\nu_{\text{фот}}; \quad p' = p \pm p_{\text{фон}} \quad (2)$$

где $p_{\text{фон}}$ - импульс фонона. В (2) энергией фонона можно пренебречь, т.к.

$h\nu_{\text{фот}} \gg h\nu_{\text{фон}} \approx 0,045 \text{ эВ}$. Такой переход электрона называется непрямым и изображен на рис.3 наклонной стрелкой 1.

При дальнейшем увеличении энергии фотонов в полупроводнике, когда будет выполняться условие $h\nu_{\text{фот}} \gg \Delta E_{g_0}$, возникнут прямые переходы электронов (стрелка 2 рис.3). Величина ΔE_{g_0} называется оптической шириной запрещенной зоны.

В силу того, что вероятность протекания процессов с участием трех

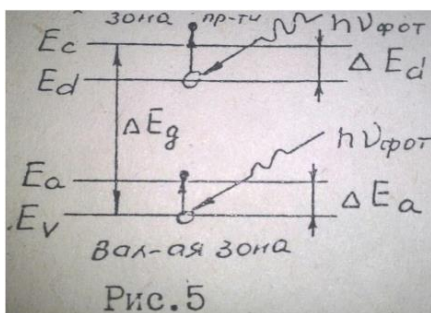


Частиц много меньше вероятности двухчастичных процессов, коэффициент поглощения в области не прямых переходов значительно ниже, чем в области прямых. Величина α для не прямых переходов лежит в пределах $10^{-1} \dots 10^3 \text{ см}^{-1}$. На рис.4 изображена

зависимость спектра поглощения для Ge. Изгиб криво вблизи края поглощения вызван переходом от поглощения на не прямых к прямым переходам.

2. Примесное поглощение света

В примесных полупроводниках под действием света может происходить переброс электронов с донорных уровней в зону проводимости и из валентной зоны на уровни акцепторов (рис.5). Для этого фотон оптического излучения должен иметь энергию $h\nu_{\text{фот}} \geq \Delta E_d, \Delta E_a$



Такое поглощение называют примесным. Граница примесного поглощения сдвинута в область длинных волн тем сильнее, чем меньше энергия ионизации соответствующей примеси.

Следует иметь в виду, что если примесные атомы уже ионизированы, то примесное поглощение наблюдаться не будет. Так как температура полной ионизации примеси падает с

уменьшением энергии ΔE_d или ΔE_a ,

то для наблюдения длинноволнового примесного поглощения необходимо охлаждение полупроводника до низкой температуры. Например, спектр

примесного поглощения Ge , легированного золотом с $\Delta E_{\text{примеси}} = 0,08$ эВ с границей поглощения $\lambda = 9$ мкм, наблюдается при температуре жидкого азота $T = 77$ К, Коэффициент примесного поглощения α лежит в пределах $1 \dots 10 \text{ см}^{-1}$.

3. Равновесные и неравновесные носители заряда

В полупроводнике наряду с процессом тепловой генерации электронно-дырочных пар протекает противоположный процесс - рекомбинация: электрон зоны проводимости, встречаясь с дыркой, переходит в валентную зону, заполняя свободное состояние.

Обозначим через G_0 число генерируемых, а через R_0 - число рекомбинирующих электронно-дырочных пар в единицу времени, т.е. G_0 и R_0 скорости генерации и рекомбинации соответственно. При $G_0 = R_0$ в полупроводнике устанавливаются равновесные концентрации электронов n_0 и дырок p_0 . Такие носители называются равновесными и для них выполняется условие $n_0 p_0 = n_i^2$, где n_i - собственная концентрация носителей заряда (см. "Введение" п.2).

В состоянии теплового равновесия скорость рекомбинации пропорциональна произведению концентраций носителей заряда и

$$R_0 = G_0 = \gamma n_0 p_0 = \gamma n_i^2 \quad (3)$$

где γ - коэффициент рекомбинации.

Если же полупроводник подвергается внешнему воздействию, например оптическим излучением, то появляются дополнительные носители заряда, которые называются неравновесными. В полупроводнике устанавливается новое стационарное состояние, при котором $G_0 + G = R_0 + R$, где G и R - скорости генерации и рекомбинации неравновесных электронов и дырок. Стационарные концентрации в это случае равны $n = n_0 + \Delta n$ для электронов и $p = p_0 + \Delta p$ для дырок, где Δn и Δp - концентрации неравновесных электронов и дырок.

Поскольку неравновесные носители заряда неотличимы от равновесных, то можно записать выражение, аналогичное (3),

$$R_0 + R = \gamma(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) = G_0 + G \quad (4)$$

Если мощность оптического излучения невелика, то $\Delta n, \Delta p \ll n_0 p_0$

И случае собственного поглощения $\Delta n = \Delta p$. Тогда (4) с учетом $\Delta n \Delta p \ll n_0 p_0$ можно привести к виду

$$R = G = \gamma(n_0 + p_0)\Delta n.$$

Время жизни неравновесных носителей заряда, т.е. средний промежуток времени от момента генерации до момента рекомбинации, определяется отношением

$$\tau = \frac{\Delta n}{R} = \frac{\Delta n}{G} = \frac{1}{\gamma(n_0 + p_0)},$$

Оно не зависит от мощности излучения и определяется концентрацией равновесных носителей заряда и коэффициентом γ , который зависит от механизма рекомбинации. Для собственного полупроводника $n_0 + p_0 = 2n_i$. И с учетом уравнения (см. “Введение” (I))

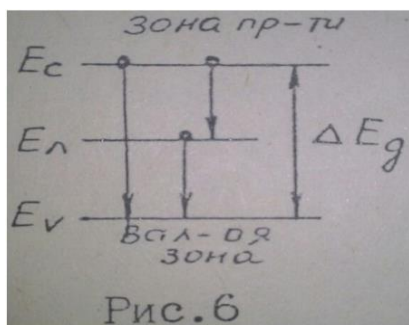
$$\tau \sim \frac{1}{2\gamma} e^{\frac{\Delta E_g}{2kT}},$$

т.е. время жизни возрастает с увеличением ΔE_g и уменьшением T .

4. Механизмы рекомбинации

При генерации неравновесные носители заряда получают энергию от внешнего воздействия, например света. Естественно, что при рекомбинации эта энергия должна выделяться.

Наиболее вероятными механизмами рекомбинации являются: излучательная рекомбинация с выделением энергии в виде квантов света



$h\nu_{\text{фот}} = \Delta E_g$; фононная рекомбинация с выделением энергии при генерации фононов. Указанные механизмы могут осуществляться как при рекомбинации зона-зона, так и при рекомбинации через ловушки, которые представляют собой уровни энергии в глубине запрещенной зоны и которые образованы дефектами кристаллической решетки полупроводника и атомами примеси (рис. 6).

Энергия фонона обычно не превышает 0,05 эВ, поэтому при межзонной рекомбинации при $\Delta E_g \approx 1$ эВ необходимо испускание не менее 20 фононов. Так как вероятность многофононных процессов мала, то скорость такой рекомбинации в широкозонных полупроводниках ничтожна.

Скорость излучательной рекомбинации существенно выше фононной и максимально у прямозонных полупроводников, так как в не прямозонных для выполнения закона сохранения импульса она должна происходить с участием фонона, что снижает скорость рекомбинации.

Рекомбинация через ловушки состоит в том, что электрон из зоны проводимости переходит на уровень ловушки, а затем в валентную зону. Излишек энергии при этом может выделяться в виде фонона, фотона или их комбинации. Например, при переходе электрона на уровень ловушки выделяется фотон, при переходе с уровня ловушки – фонон.

Все рассмотренные виды рекомбинации могут протекать одновременно, причем, как правило, рекомбинация через ловушки имеет наибольшую скорость. Часто для изготовления быстродействующих приборов в

кристалл полупроводника вводят примеси для увеличения скорости рекомбинации и соответственно для уменьшения времени жизни носителей заряда, например в Si τ уменьшается от 10^{-7} до 10^{-10} с при увеличении концентрации золота от 10^{14} до 10^{17} $см^{-3}$.

5. Поверхностная рекомбинация

Реальная поверхность полупроводника весьма далека от идеальной, так как на ней всегда имеют место различного рода макроскопические и микроскопические дефекты, связанные с условиями обработки – резкой, полировкой, шлифовкой и т.д. Кроме того на поверхности возможна адсорбция посторонних атомов и молекул. Все это приводит к появлению локализованных на поверхности полупроводника состояний, которые могут проявлять себя как донорные или акцепторные центры захвата или ловушки в глубине запрещенной зоны. Это приводит к значительно более высокой скорости рекомбинации на поверхности, нежели в объеме полупроводника

6. Релаксация неравновесных носителей заряда

Уравнение непрерывности позволяет определять характер изменения концентрации неравновесных носителей заряда во времени, и оно имеет вид:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau} . \quad (5)$$

Первое слагаемое определяет увеличение концентрации носителей за счет внешнего воздействия и поэтому взято со знаком “+”, второе слагаемое определяет уменьшение концентрации за счет рекомбинации и взято со знаком “-”.

Пусть в момент времени $t = 0$ на кристалл полупроводника подано Оптическое излучение. Тогда начальное условие имеет вид $\Delta n = 0$. Решая (5) получим

$$\Delta n = G\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (6)$$

откуда следует, что Δn при ступенчатом включении освещения изменяется по экспоненте с постоянной времени, равной времени жизни неравновесных носителей заряда и стремится к своему стационарному значению

$$\Delta n_{ст} = G\tau \quad (7)$$

Если же в полупроводнике существует стационарная концентрация неравновесных носителей заряда и в момент времени $t = 0$ освещение выключено, то (5) можно записать в виде

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau} \quad (8)$$

Решением (8) с учетом начального условия $\Delta n = \Delta n_{ст}$ является выражение

$$\Delta n = \Delta n_{ст} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (9)$$

т.е. спад Δn происходит по экспоненте с постоянной времени τ .

7. Фотопроводимость

Проводимость собственного полупроводника определяется соотношением (см. "Введение" п.4)

$$\sigma = q(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$$

Под действием света в кристалле возникают неравновесные носители

заряда и

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

Отсюда фотопроводимость полупроводника, обусловленная собственным поглощением излучения

$$\sigma_{\phi} = q\Delta n(\mu_n + \mu_p)$$

и ее характер полностью определяется значением концентрации неравновесных носителей заряда.

Стационарное значение фотопроводимости при постоянно величине интенсивности оптического излучения с учетом (7)

$$\sigma_{\phi} = qG\tau(\mu_n + \mu_p)$$

Так как плотность тока $j = \sigma\varepsilon$, то фототок j_{ϕ} при импульсном включении и выключении освещения полупроводника изменяется по экспоненте в соответствии с (6) и (9) (рис. 7)

$$j_{\phi} = j_{\phi\text{ст}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \text{ или } j_{\phi} = j_{\phi\text{ст}} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (10)$$

где $j_{\phi\text{ст}} = qG\tau(\mu_n + \mu_p)\varepsilon$ и ε - напряженность электрического поля, приложенного к полупроводнику. Следовательно, по измерению фототока можно определить время жизни неравновесных носителей заряда.

Спектральная зависимость фотопроводимости определяется в основном спектром поглощения $\alpha(\lambda)$. При это следует учитывать следующее обстоятельство: при $h\nu_{\text{фот}} \gg \Delta E_g$ коэффициент поглощения очень велик (I), поэтому глубина проникновения оптического излучения ограничивается тонким приповерхностным слоем полупроводника. Но в этом слое очень большая скорость поверхностной рекомбинации и время жизни неравновесных носителей заряда $\tau \rightarrow 0$ и в соответствии с (7) $\Delta n_{\text{ст}}$ также стремится к нулю. Поэтому график спектральной зависимости имеет две границы: длинноволновая (λ_{max}) определяется шириной запрещенной зоны

полупроводника ΔE_g ; коротковолновая (λ_{min}) определяется процессами в приповерхностном слое полупроводника (рис. 8).

Явление фотопроводимости находит широкое применение для изготовления фотоприемников – фоторезисторов. Фоторезистор представляет собой кристалл полупроводника с электродами на его торцевых поверхностях. Фоторезистор подключают к источнику питания последовательно с нагрузочным резистором.

При облучении чувствительной поверхности фоторезистора светом изменяется его сопротивление, что приводит к изменению падения напряжения на нагрузочном сопротивлении, которое представляет собой рабочий сигнал. Достоинства фоторезисторов: большая чувствительность, возможность использования для регистрации инфракрасного излучения с $\lambda \geq 10$ мкм (полупроводники с $\Delta E_g \approx 0,1$ эВ); недостаток – низкое быстродействие.

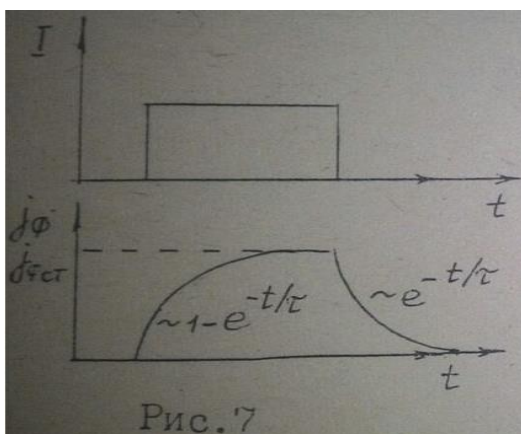


Рис. 7

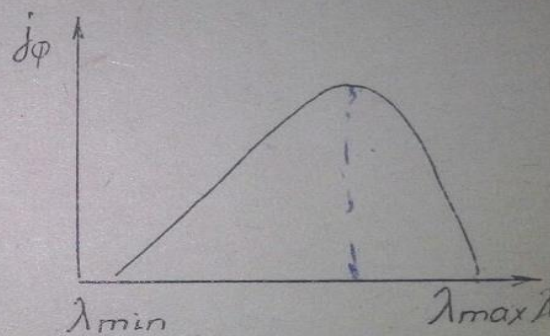


Рис. 8

Практическая часть

Цель практической работы: определение спектральных характеристик фототока и измерение времени жизни неравновесных носителей заряда для трех различных образцов полупроводников и расчет по полученным данным значения ширины запрещенной зоны.

Описание лабораторной установки

Установка состоит из двух частей: монохроматора (I) и блока управления (8) (рис. 9).

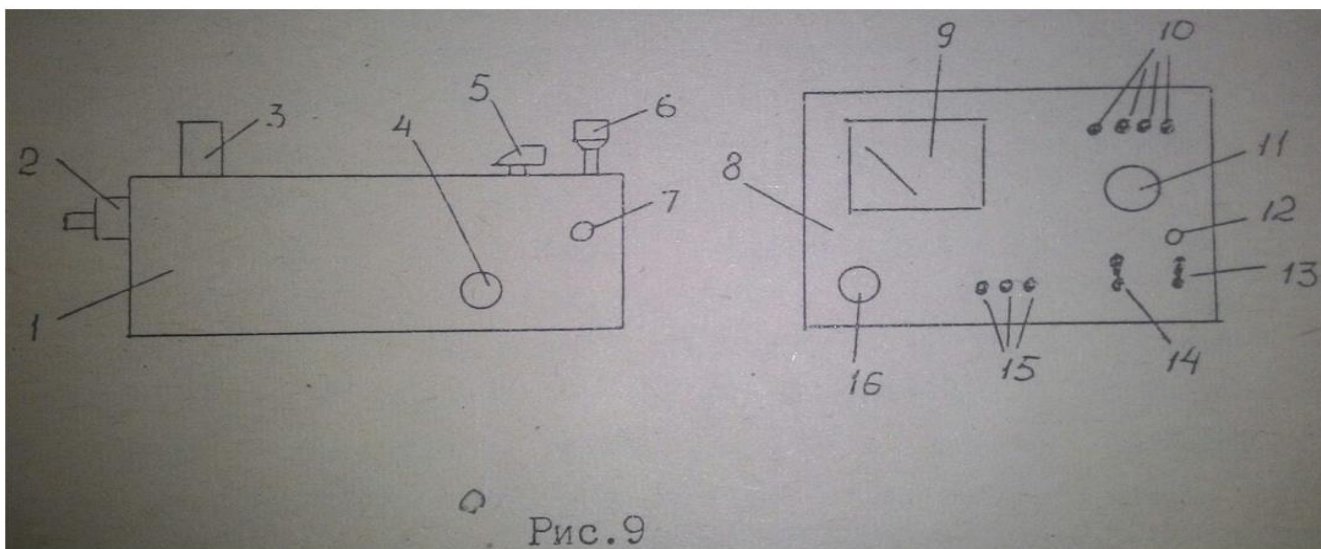


Рис.9

1- монохроматор; 2 - лампочка; 3 – обтюратор; 4 – барабан настройки монохроматора; 5 – ручка управления шторкой; 6 – ручка регулировки выходной щели; 7 – ручка смены полупроводников; 8 – блок управления; 9 - индикатор; 10 – кнопки множитель частоты; 11- ручка “частота”; 12 – сигнальная лампочка “сеть”; 13- выключатель “сеть”; 14 – переключатель “спектр”-“время жизни”; 15 – кнопки “полупроводники”; 16 – ручка управления “яркость”.

Монохроматор – спектральный прибор, предназначенный для выделения оптического излучения с заданной длиной волны. Упрощенная оптическая схема монохроматора приведена на рис. 10. Излучение лампочки накаливания 2 через механический прерыватель (обтюратор) 3 поступает на дифракционную решетку, которая отклоняет его на выходную щель.

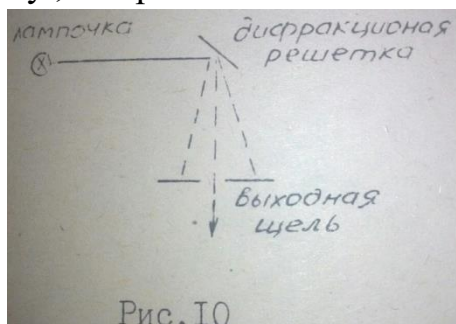


Рис.10

Угол отклонения света зависит от его длины волны. Поэтому, изменяя угловое положение дифракционной решетки с помощью барабана 4, на выходной щели можно получить излучение с заданной длиной волны.

Перевод показаний шкалы барабана к длинам волны света λ на выходе

монохроматора (в мкм) производится по градуировочному графику (рис. 11).

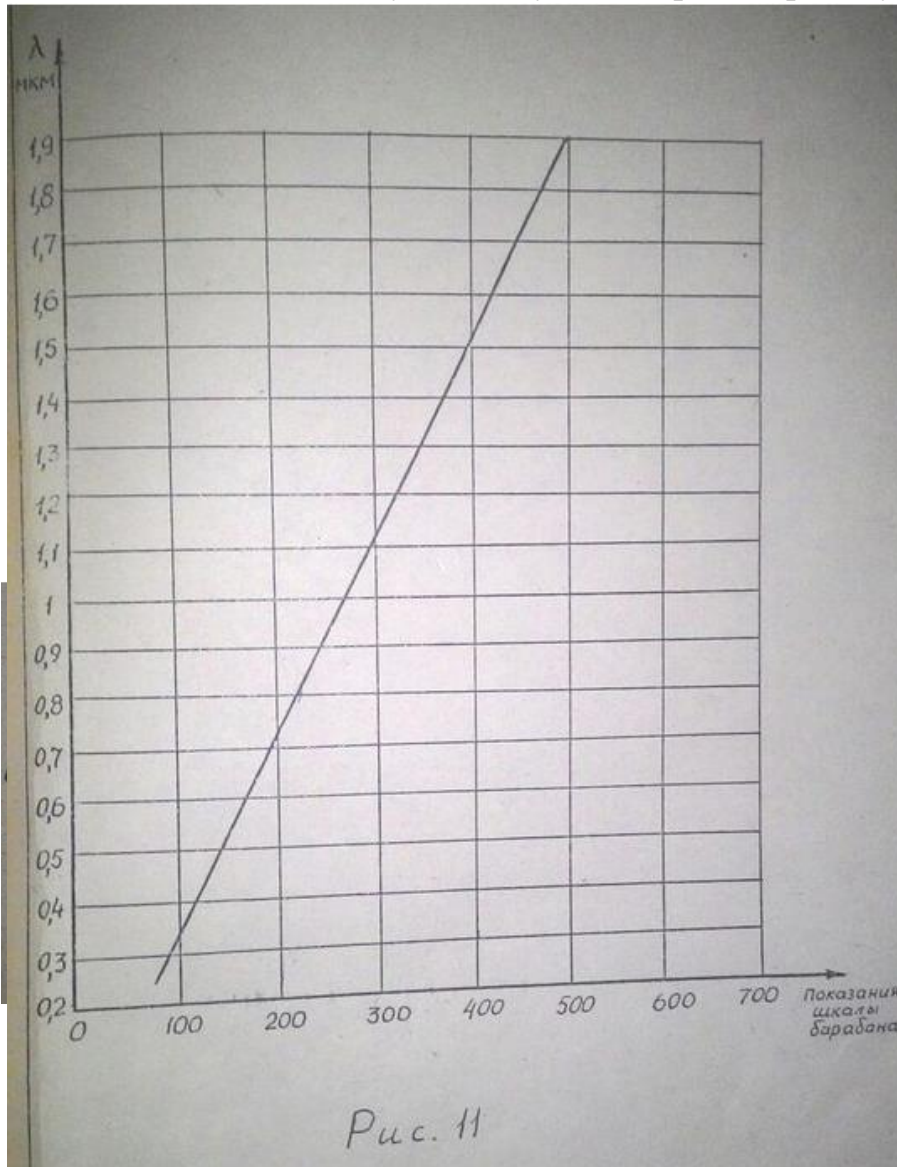
Интенсивность света лампочки накаливания регулируется ручкой 16 “яркость” .

Ручкой 6 устанавливается ширина выходной щели, определяющая спектральное разрешение монохроматора. За выходной щелью крепится кассета с тремя различными полупроводниками; из кремния с $\Delta E_g = 1,12$ эВ;

германия с $\Delta E_g = 0,66$ эВ ; селенида с $\Delta E_g > 1,24$ эВ . Установка полупроводников в рабочее положение осуществляется движением ручки 7 на себя

или от себя. На ручке указаны номера исследуемых полупроводников. Индикатором 9 регистрируется фототок в относительных единицах соответствующего полупроводника, который подключается к нему кнопками 15.

Для измерения времени жизни неравновесных носителей заряда в монохроматоре имеется шторка с закрепленным на ней светодиодем. Ввод светодиода в оптическую схему монохроматора осуществляется поворотом



ручки управления шторкой 5 из положения “спектр” в положение “время жизни”. В этом положении, изменяя ширину щели монохроматора ручкой 6, можно отрегулировать интенсивность излучения светодиода, поступающего на полупроводники.

Светодиод излучает прямоугольные импульсы света с длительностью T и периодом следования $2T$.

Амплитуда импульсов фототока j_{ϕ} зависит от T согласно (10) (рис.12) и

$$\frac{j_{\phi}}{j_{\phi ст}} = 1 - e^{-\frac{T}{\tau}}$$

Отсюда

$$\tau = \frac{T}{\left| \ln\left(1 - \frac{j_{\phi}}{j_{\phi ст}}\right) \right|}$$

Поскольку частота следования световых импульсов $F = \frac{1}{2}T$ то

$$\tau = \frac{1}{2}F \left| \ln\left(1 - \frac{j_{\phi}}{j_{\phi ст}}\right) \right|.$$

Итак, для определения τ нужно измерить $j_{\text{фст}}$ при минимальном значении $F(T \gg \tau)$, затем увеличивая частоту F с помощью ручки II “частота” и кнопок I0 “множитель частоты” установить по индикатору 9 значения $j_{\text{ф}} = 0,707j_{\text{фст}}$. По полученному значению F и у учетом $j_{\text{ф}}/j_{\text{фст}}=0,707$ время жизни неравновесных носителей заряда будет определяться соотношением

$$\tau = \frac{0,4}{F}. \quad (11)$$

Для управления режимом работы служит переключатель 14 “спектр” - “время жизни”. В положении переключатель “спектр” включается лампочка Накаливания и обтюратор, в положении “время жизни” подается питание на светоизлучающий диод. Для включения установки в сеть служит выключатель 13 “сеть” с сигнальной лампочкой 12.

Исходные положения ручек управления: барабан монохроматора 4 - “0”; ручка управления шторкой 5 - “спектр”; режим работы 14 - “спектр”; кнопка “множитель частоты” - “0,1”; ручки II “частота” и “яркость” в крайнем левом положении.

Порядок выполнения работы

Включить установку в сеть и прогреть ее в течение пяти минут.

I. Исследование спектральной характеристики фототока полупроводников.

Номера исследуемых полупроводников согласовываются с преподавателем.

Установить ширину выходной щели 0,75 мм, при этом надо учитывать, что один оборот ручки 6 соответствует изменению ширины щели 1 мм.

Установить ручкой 7 в рабочее положение полупроводник с заданным номером (необходимо проверить четкую фиксацию кассеты с полупроводниками) и нажать соответствующую кнопку 15. Плавно вращая барабан 4 настройки монохроматора, определить по его шкале коротковолновую и длинноволновую границы спектральной характеристики фототока, при этом желательно, чтобы максимальное показание индикатора было ≈ 200 делениям шкалы, что устанавливается ручкой 16 “яркость”.

В случае перегрузки индикатора можно уменьшить ширину выходной щели ручкой 6.

В пределах полученной области изменения фототока в 12-15 точках с учетом граничных, снять зависимость фототока от длины волны света для заданного полупроводника. Особо обратить внимание на граничные точки возникновения и исчезновения фототока. Результаты занести в таблицу.

Показания шкалы барабана																				
λ мкм																				
Фототок в относительных единицах																				

Повторить измерения для остальных образцов.

2. Определение времени жизни неравновесных носителей заряда.

Установить в рабочее положение полупроводник и нажать кнопку 15 с нужным номером. Ручку управления шторкой 5 и переключатель режим работы 14 перевести в положение “время жизни”. Ручку П “частота” установить в положение 1 кГц, нажать кнопку 10, “0,1” множителя частоты. Ручкой 6 отрегулировать ширину выходной щели, так чтобы показание индикатора было удобно для регистрации. Полученное значение фототока соответствует стационарному $j_{\text{фст}}$. Рассчитать значение $j_{\text{ф}} = 0,707$. Изменяя частоту с помощью ручки “частота” и кнопок “множитель частоты”, определить значение F , при котором $j_{\text{ф}} = 0,707j_{\text{фст}}$.

Повторить измерения для других образцов.

3. По результатам таблицы п. 1 построить на одном графике зависимости $j_{\text{ф}} = f(\lambda)$ для исследованных образцов. Используя графики, определить ширину запрещенной зоны исследованных образцов полупроводников (в эВ) по формуле

$$\Delta E_{\text{з}} = 10^6 (hc/q\lambda)$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж/с; $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл; c - скорость света; λ - длинноволновая граница спектральной характеристики фототока в мкм. По величине $\Delta E_{\text{з}}$ сделать вывод какие полупроводники исследованы.

4. По формуле (11), используя результаты измерений по п. 2, определить время жизни неравновесных носителей заряда в исследованных образцах.

Контрольные вопросы.

1. Различие между собственным и примесным поглощением.
2. Что такое неравновесные носители заряда?
3. Чем определяется время жизни неравновесных носителей заряда?
4. Механизмы рекомбинации.
5. Что такое ловушки?
6. Поверхностная рекомбинация.
7. Чем определяется длинноволновая граница спектра фототока полупроводника?
8. Что такое спектральная характеристика фототока.