

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
«Харківський політехнічний інститут» (НТУ «ХПІ»)

Кафедра фізичного матеріалознавства для електроніки та геліоенергетики (ФМЕГ)

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ТА ЗАВДАННЯ  
ДО ВИКОНАННЯ І ОФОРМЛЕННЯ КУРСОВОГО ПРОЕКТУ  
З ДИСЦИПЛІНИ «ОСНОВИ НАНОЕЛЕКТРОНІКИ»

для студентів напрямку підготовки 6.050801 «Мікро- та наноелектроніка»

Затверджено  
на засіданні кафедри ФМЕГ  
протокол № 20 від 10.06.15.

Харків 2015

**Методичні вказівки та завдання** до виконання і оформлення курсового проекту з дисципліни «Основи наноелектроніки» для студентів напряму підготовки 6.050801 «Мікро- та наноелектроніка»/ Уклад.: В.Р. Копач, А.В. Меріуц, Г.С. Хрипунов, Н.П. Клочко, Р.В. Зайцев, М.В. Кіріченко. – Харків: НТУ «ХП», 2015. – 86 с.

Укладачі: В.Р. Копач,  
А.В. Меріуц,  
Г.С. Хрипунов,  
Н.П. Клочко,  
Р.В. Зайцев,  
М.В. Кіріченко

Рецензент доц. І.В. Федорін

## 1 ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ

1.1 Курсовий проект з дисципліни «Основи наноелектроніки» виконується у п'ятому семестрі на третьому курсі відповідно до діючого навчального плану напряму підготовки 6.050801 «Мікро- та наноелектроніка».

1.2 Надані методичні вказівки та завдання визначають мету курсового проекту, її тематику і задачі, порядок виконання, вимоги до змісту звіту і його оформлення, порядок підготовки до захисту та процедуру захисту проекту.

1.3 Мета курсового проекту є багатоцільовою, а тому при виконанні курсового проекту передбачається таке:

- придбання навичок самостійного виконання невеликих за обсягом наукових досліджень за певною тематикою під керівництвом досвідченого фахівця (викладача або наукового співробітника) з використанням сучасної вимірjuвальної та обчислювальної техніки;

- закріплення та розширення знань з відповідного лекційного курсу та лабораторного практикуму;

- придбання теоретичних та практичних знань з фізики напівпровідників і напівпровідникових приладів, до складу яких входять мікро- й нанорозмірні елементи структури;

- придбання навичок роботи зі спеціальною науково-технічною літературою, формування вміння не тільки засвоювати інформацію, а й критично оцінювати її та систематизувати для оптимального використання при вирішенні задач, поставлених перед виконавцем курсового проекту;

- розширення навичок електронного відображення текстової та графічної інформації, а також пошуку необхідної науково-технічної інформації з використанням мережі Інтернет або локальних інформаційних систем.

1.4 Цей документ розроблено з урахуванням існуючих нормативних документів [1, 2], а також на основі науково-технічних й методичних напрацювань кафедри ФМЕГ НТУ «ХП» у відповідному напрямку.

## **2 ТЕМАТИКА КУРСОВОГО ПРОЕКТУ**

2.1 Курсовий проект виконується в дослідних лабораторіях і комп'ютерному класі кафедри ФМЕГ, у читальних залах бібліотеки НТУ «ХП» і інших наукових бібліотек м. Харкова, а також за місцем проживання.

2.2 Тематика курсового проекту визначається напрямом підготовки студентів і зокрема навчальною програмою дисципліни «Основи наноелектроніки».

2.3 Кожному студенту надається окрема тема і відповідне індивідуальне комплексне завдання, котре складається з декількох елементарних тематично поєднаних завдань, перелік і зміст яких наведено у відповідному розділі цього документа, де містяться загалом усі елементарні завдання до курсового проекту.

2.4 Індивідуальні тема і зміст комплексного завдання курсового проекту кожного студента визначаються викладачем дисципліни «Основи наноелектроніки» та за тиждень до їх надання виконавцям затверджуються на засіданні кафедри ФМЕГ разом з кандидатурами безпосередніх керівників курсового проекту.

## **3 ЗМІСТ, ОБСЯГ І ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ КУРСОВОГО ПРОЕКТУ**

3.1 Курсовий проект студент виконує протягом п'ятого семестру. Обсяг проекту визначається з огляду на те, що кожний студент працює над ним до 4 годин на тиждень.

3.2 На другому тижні семестру студенту надаються затверджені кафедрою ФМЕГ тема і комплексне завдання курсового проекту, після чого

він проходить інструктаж з техніки безпеки на робочому місці й разом зі своїм керівником складає план роботи в лабораторії кафедри ФМЕГ з урахуванням діючого розкладу занять та режиму роботи лабораторії. Керівник контролює виконання цього плану, а студент раз на два тижні доповідає керівнику про стан роботи.

3.3 Керівник докладно пояснює суть кожного з елементарних завдань усього комплексного завдання, котрі мають бути виконаними відповідно до теми і кінцевої мети проекту. Він забезпечує студента вихідними даними: посиланнями на основні джерела науково-технічної інформації з теми роботи; звітами з подібних тем, що розроблялися в лабораторії раніше (науково-технічні звіти, звіти про курсові й випускні дипломні роботи) та ін. - які використовуються студентом для складання аналітичного огляду, опису методик, при співставленні напрацьованих ним результатів з одержаними раніше. Протягом терміну виконання проекту керівник надає студенту необхідні консультації з техніки експерименту, опрацювання експериментальних даних, обговорення і узагальнення напрацьованих виконавцем роботи результатів.

3.4 Складовими курсового проекту є:

- опрацювання джерел науково-технічної інформації з теми роботи та складання аналітичного огляду;
- досконале ознайомлення з об'єктами дослідження;
- вибір і засвоєння методик дослідження;
- проведення експериментальних досліджень або теоретичних розрахунків;
- опрацювання одержаних результатів за допомогою математичних методів і ПЕОМ;
- обговорення і узагальнення напрацьованих результатів;
- виготовлення ілюстрацій та презентації;
- оформлення звіту.

3.5 При складанні аналітичного огляду та при обговоренні напрацьованих результатів студент використовує вихідні дані, надані йому керівником, а також додаткову науково-технічну інформацію, яку він самостійно розшукує, використовуючи бібліотечні каталоги і інформаційні ресурси мережі Інтернет.

## **4 ВИМОГИ ДО ЗВІТУ ПРО КУРСОВИЙ ПРОЕКТ**

4.1 Після виконання курсового проекту, не пізніше, ніж за два тижні до початку залікового тижня, студент подає керівнику для ознайомлення надрукований за допомогою принтера і зброшурований за допомогою швидкозшивача звіт, який містить такі структурні елементи:

- **титульний аркуш;**
- **реферат** на українській, російській і англійській мовах (з відомостями щодо обсягу звіту, зі стислим викладенням головних результатів проекту і ключовими словами);
- **зміст** (з переліком розділів та інших складових частин звіту і номерами сторінок, на яких вони починаються);
- **вступ** (з обґрунтуванням актуальності теми проекту і метою проекту);
- **аналітичний огляд** (джерел науково-технічної інформації за темою проекту), в кінці якого формулюються задачі проекту;
- **методику експерименту** (об'єкти дослідження, методи дослідження і опрацювання експериментальних результатів) **або теоретичних розрахунків;**
- **результати досліджень та їх обговорення;**
- **висновки;**
- **перелік посилань** (на використані джерела науково-технічної інформації).

4.2 За винятком титульного аркуша, реферату і змісту решта обсягу звіту складає до 35 сторінок тексту, з яких до 8 сторінок відводиться на аналітичний огляд і до 8 сторінок – на методику.

4.3 При оформленні звіту, виконанні його структурних елементів і викладанні тексту звіту студент має керуватися відповідними вимогами, наведеними у [1], методичними рекомендаціями, наданими у [2], а також прикладами оформлення звітів про курсові роботи та дипломні роботи, що були виконані студентами фізико-технічного факультету НТУ «ХПІ» на кафедрі ФМЕГ. Зазначені документи у електронному варіанті або у вигляді жорстких копій можуть бути надані студенту керівником проекту або викладачем, відповідальним на кафедрі ФМЕГ за консультації з питань стандартизації.

4.4 Після ознайомлення зі звітом керівник проекту повертає його студенту не пізніше, ніж за тиждень до захисту з конкретними зауваженнями, згідно з якими той має усунути зазначені керівником недоліки і не пізніше, ніж за два дні до захисту надати звіт з підписаним титульним аркушем і відповідними виправленнями керівнику для остаточної перевірки і підпису титульного аркушу ним також. Підписаний обома сторонами звіт залишається у виконавця курсового проекту до її захисту.

## **5 ПОРЯДОК ЗАХИСТУ КУРСОВОГО ПРОЕКТУ**

5.1 Захист проекту відбувається у комісії з захисту курсових проектів, до складу якої входять викладачі, наукові співробітники і аспіранти кафедри ФМЕГ. Графік роботи комісії визначається на засіданні кафедри ФМЕГ і заздалегідь доводиться до відома студентів. Студент захищає проект на засіданні комісії, на якому крім її голови і членів можуть бути присутніми інші студенти.

5.2 Студент надає комісії звіт для ознайомлення і виступає з презентацією курсового проекту, в якій необхідно відобразити такі питання:

- тему проекту; місце її виконання; прізвище, ім'я та по-батькові, а також посаду її керівника;

- актуальність теми, поставлені мету і задачі;

- вихідні дані про об'єкти, що вивчалися, і методу їх експериментальних та теоретичних досліджень;

- отримані результати, їхнє трактування і характеристику науково-практичної значущості;

- висновки за результатами проекту.

5.3 Для презентації студенту відводиться не більше 10 хвилин. Тому викладання матеріалу має бути лаконічним. Після презентації члени комісії задають студенту запитання стосовно викладеного матеріалу і з суміжної тематики. Запитання може також поставити кожен із присутніх на захисті. Відповіді на запитання мають бути вичерпними, але короткими та чіткими.

5.4 Оцінки виставляються на закритому засіданні комісії одразу після захисту курсового проекту усіма студентами. При цьому комісія приймає до уваги такі показники: якість презентації, вірність відповідей на запитання, ступінь самостійності виконання проекту, правильність отриманих результатів, якість оформлення звіту з урахуванням його відповідності вимогам стандартизації, відзив і оцінку керівника проекту. Оголошення виставлених комісією оцінок здійснюється публічно одразу після її засідання у присутності усіх виконавців курсового проекту.

5.5 По проектах, що не в достатній мірі відповідають вимогам стандартизації, оцінка додатково знижується на один бал. Якщо проект містить грубі порушення, може бути призначений повторний захист після їхнього усунення.



## 6 ЗАВДАННЯ ДО КУРСОВОГО ПРОЕКТУ

### 6.1 Обґрунтування і загальна характеристика

Базовими об'єктами наноелектроніки, яка зараз стрімко прискорює свій розвиток, є переважно приладові напівпровідникові структури з шарів, що мають різні електрофізичні характеристики і чергуються у одному з напрямків, та хоча б один з них має субмікронні розміри (наприклад, розмір у напрямку чергування – товщину) [3, 4]. На основі зазначених приладових структур вже зараз існує багато виробів електронної техніки, котрі ключовим чином сприяють життєздатності й подальшому розвитку багатьох провідних галузей розвинутих країн. До таких виробів належать, наприклад, тиристори, транзистори, світлодіоди, напівпровідникові лазери, фотодіоди, фотоелектричні перетворювачі сонячної енергії та інші [5-7]. Їхні шарові структури утворюють один або декілька анізотипних випрямлювальних гомо- чи гетеропереходів ( $p-n$ ,  $n-p$  або  $p-n-p$ ,  $n-p-n$ ,  $p-n-p-n-\dots$ ,  $n-p-n-p-\dots$ ) та ізотипні переходи ( $p-p^+$ ,  $n-n^+$ ), котрі використовуються, наприклад, для спрощення технології виготовлення омичних контактів. Серед деяких зазначених виробів є різновиди з випрямлювальними переходами на основі бар'єрів Шоттки, що утворюються при контакті напівпровідникового шару  $p$ - чи  $n$ -типу провідності з металом, який підбирається для цього згідно зі спеціальними критеріями, існуючими у фізиці напівпровідників і напівпровідникових приладів [5, 8, 9]. Але до складу й цих виробів зазвичай входить не менше двох спряжених напівпровідникових шарів для реалізації вищезгаданого ізотипного переходу. Таким чином, перелічені вище вироби сучасної електронної техніки і окремі елементи їхньої конструкції з субмікронною товщиною можуть бути безумовно вкрай цікавими об'єктами експериментального й теоретичного дослідження з точки зору мети, тематики та задач курсового проекту.

Удосконаленням монокристалічних кремнієвих фотоелектричних перетворювачів (*Si*-ФЕП) сонячної енергії з шаровими  $n^+p-p^+$ ,  $p^+n-n^+$ ,  $n^+i(n^-)p^+$  й  $n^+ITO/p-p^+/n^+ITO$  структурами, де субмікронну товщину мають високолеговані дифузійні або вакуумно осаджені  $n^+$ - та  $p^+$ -шари, й розробкою нових плівкових ФЕП сонячної енергії на основі багат шарових полікристалічних напівпровідникових структур  $n^+ZnO/i-ZnO/n-CdS/p-CuInSe_2$  та  $n^+ITO/n-CdS/p-CdTe/p^+-Cu_{2-x}Te$ , де субмікронну товщину мають усі вказані шари окрім  $p-CuInSe_2$  й  $p-CdTe$ , кафедра ФМЕГ займається вже тривалий час. Про актуальність і плідність цієї роботи свідчать отримані патенти, міжнародні гранти, статті та доповіді співробітників кафедри у міжнародних наукових журналах та на міжнародних конференціях з відповідної тематики. Тому саме ці приладові структури і деякі їхні шарові складові здебільшого з субмікронною товщиною обрано за об'єкти дослідження при складанні завдань курсового проекту.

Кожне елементарне завдання містить мету і задачу дослідження; загальну характеристику об'єкту дослідження; стислі рекомендації щодо методів дослідження і опрацювання отриманих результатів; посилання на вихідні джерела науково-технічної інформації стосовно змісту завдання.

При цьому мається на увазі, що більшість первинних теоретичних уявлень і практичних навичок, необхідних для успішного виконання наданих завдань і в решті курсового проекту, студент отримує в процесі аудиторних і самостійних занять з дисципліни «Основи наноелектроніки», а саме – на лекціях, при виконанні відповідних лабораторних робіт, при проробці лекційного матеріалу і рекомендованої лектором літератури. Додаткові теоретичні знання й практичні навички в міру потреби мають бути здобутими перш за все завдяки відповідним власним наполегливим зусиллям, а у випадку їхньої недостатності за об'єктивних причин – при сприянні керівника курсового проекту.

## 6.2 Зміст завдань

### 6.2.1 Завдання № 1

#### 6.2.1.1 Мета дослідження

З'ясування відповідності величини поверхневого опору  $\rho_{SD}$  дифузійного шару  $p^+$ -Si, виготовленого з боку однієї з планарних поверхонь тонкої монокристалічної пластини  $p$ -Si, вимогам забезпечення якісного омичного контакту до цієї пластини і суттєвого зниження швидкості  $S_n^+$  поверхневої рекомбінації неосновних носіїв заряду (електронів) під дифузійним шаром.

#### 6.2.1.2 Задача дослідження

Визначити чотиризондовим методом величину  $\rho_{SD}$  дифузійного шару  $p^+$ -Si, за цією величиною оцінити середню концентрацію атомів акцепторної домішки у шарі  $p^+$ -Si, користуючись отриманими результатами і відповідними літературними даними досягти мети дослідження.

#### 6.2.1.3 Загальна характеристика об'єкта дослідження

Об'єктом дослідження є дифузійний шар  $p^+$ -Si завтовшки  $t_D = 0,1$  мкм, виготовлений шляхом дифузії атомів Al у підповерхневу ділянку монокристалічної пластини  $p$ -Si завтовшки  $t_W = 350$  мкм і діаметром  $D = 46$  мм. Концентрація  $N_A$  акцепторної домішки (атомів бора) у об'ємі  $p$ -Si складає  $1,73 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, у зв'язку з чим питомий опір  $\rho$  монокристалічного кремнію дорівнює  $7,5$  Ом·см.

#### 6.2.1.4 Стислі рекомендації щодо методів дослідження і опрацювання отриманих результатів та посилання на вихідні джерела інформації

При виконанні цього завдання величина  $\rho_{SD}$  має визначатися чотиризондовим методом з лінійною еквідистантно системою розташування усіх чотирьох зондів на поверхні дифузійного шару  $p^+$ -Si у його геометричному центрі. Докладне викладення відповідної методики наведено у [10] (див. «Лабораторна робота 2»). Нижче надано екстраговані з [10]

основні формули і співвідношення, які слід використовувати при опрацюванні результатів експериментального дослідження.

Величина  $\rho_{SD}$  розраховується за формулою

$$\rho_{SD} \approx \left( \frac{I_{14}}{G_l U_{23}} - \frac{1}{\rho_{SW}} \right)^{-1}, \quad (1.1)$$

де  $I_{14}$  – сила струму у крайніх струмових зондах 1 і 4;  $U_{23}$  – різниця потенціалів між середніми потенціальними зондами 2 і 3;  $\rho_{SW}$  – поверхневий опір монокристалічної кремнієвої пластини, величина якого розраховується за формулою

$$\rho_{SW} = \rho/t_w; \quad (1.2)$$

$G_l$  – поправкова функція відношення міжзондової відстані  $s$  до  $D$ , значення якої наведено у таблиці 1.1

Таблиця 1.1 – Значення поправкової функції  $G_l$  для круглих тонких напівпровідникових шарів при різних відношеннях  $s/D$

$s/D$	$G_l$	$s/D$	$G_l$	$s/D$	$G_l$	$s/D$	$G_l$	$s/D$	$G_l$
0,000	4,532	0,025	4,508	0,050	4,436	0,075	4,322	0,100	4,171
0,005	4,531	0,030	4,497	0,055	4,417	0,080	4,294	0,133	3,927
0,010	4,528	0,035	4,485	0,060	4,395	0,085	4,265	0,200	3,362
0,015	4,524	0,040	4,470	0,065	4,372	0,090	4,235	0,250	2,929
0,020	4,517	0,045	4,454	0,070	4,348	0,095	4,204	0,333	2,266

Після визначення величини  $\rho_{SD}$  можна оцінити усереднене за товщиною дифузійного шару  $p^+$ -Si значення його питомого опору  $\langle \rho_D \rangle$ . Для цього слід скористатися формулою

$$\langle \rho_D \rangle \approx \rho_{SD} t_D. \quad (1.3)$$

Далі, за допомогою графіка залежності питомого опору  $p$ -Si від  $N_A$ , наведеного у [5] (рис. 21 на стор. 38), або за допомогою відповідних

табличних даних, наведених у [11] (табл. 1 на стор. 100-101), за величиною  $\langle \rho_D \rangle$  можна оцінити усереднене за товщиною дифузійного шару  $p^+ - Si$  значення концентрації  $\langle N_A \rangle^+$  атомів акцепторної домішки у ньому.

Після знаходження оціночного значення  $\langle N_A \rangle^+$  нарешті слід перейти до з'ясування відповідності величини поверхневого опору  $\rho_{SD}$  дифузійного шару  $p^+ - Si$  вимогам забезпечення якісного омичного контакту до монокристалічної пластини з  $p - Si$  і суттєвого зниження швидкості  $S_n^+$  поверхневої рекомбінації неосновних носіїв заряду (електронів) у цій пластині під дифузійним шаром.

Щодо вирішення першого питання, то слід поступити наступним чином. Зазвичай для створення омичного контакту на поверхню дифузійного шару  $p^+ - Si$  одним з вакуумних методів осаджується плівка алюмінію. При цьому якість такого контакту залежить від його питомого контактного опору  $R_C$ , величина якого знижується зі зростанням  $\langle N_A \rangle^+$  і має бути не більше за  $10^{-3}$  Ом·см<sup>2</sup>. Тому необхідно визначити, якому значенню  $R_C$  відповідає знайдена величина  $\langle N_A \rangle^+$ . Для цього слід скористатися існуючими експериментальною і теоретичною залежностями  $R_C$  від концентрації атомів легуючої домішки у кремнії, поверх якого нанесено алюміній. Ці залежності наведено у [6] (рис. 40 на стор. 189).

Для вирішення другого питання слід оцінити величину  $S_n^+$  при знайденому значенні  $\langle N_A \rangle^+$ . Згідно з [12]

$$S_n^+ \approx S_n N_A / \langle N_A \rangle^+, \quad (1.4)$$

де  $S_n$  – швидкість поверхневої рекомбінації неосновних носіїв заряду (електронів) на границі розділу  $p - Si / Al$  з боку  $p - Si$  у відсутності дифузійного шару  $p^+ - Si$ , яка за порядком величини може сягати  $10^6$  см/с.

Якщо монокристалічна пластинка  $p - Si$  з дифузійним шаром  $p^+ - Si$  призначається для виготовлення ФЕП на її основі, то величина  $S_n^+$  у цьому

випадку має бути якомога меншою. На практиці її значення вдається знизити до  $0,1 \cdot 10^3$  см/с.

Усі необхідні для виконання завдання розрахунки рекомендується виконувати за допомогою програми електронних таблиць Excel.

## **6.2.2 Завдання № 2**

### 6.2.2.1 Мета дослідження

Вивчення залежності поверхневого і питомого опору тонкого полікристалічного плівкового шару *ITO*  $n^+$ -типу провідності на скляній підкладці від умов відпалу на повітрі.

### 6.2.2.2 Задача дослідження

Визначити чотиризондовим методом величину поверхневого опору  $\rho_s$  і розрахувати питомий опір  $\rho$  тонкого полікристалічного плівкового шару  $n^+$ -*ITO* на скляній підкладці у початковому стані (ПС - до відпалу) та після кожного з двох відпалів на повітрі при температурі  $400$  °С: першого протягом  $\tau_{B1} = 30$  хвилин і другого протягом  $\tau_{B2} = 60$  хвилин. На підставі отриманих результатів і додатково наданих відомостей щодо залежності оптичної прозорості  $T_{opt}$  досліджуваного шару від тривалості вказаного відпалу та відповідних літературних даних зробити висновок стосовно впливу режиму відпалу шару  $n^+$ -*ITO* на ефективність роботи плівкових ФЕП з такими шарами у складі їх приладових гетероструктур.

### 6.2.2.3 Загальна характеристика і вихідні дані щодо об'єкта дослідження

Об'єктом дослідження є плівковий полікристалічний шар  $n^+$ -*ITO*, нанесений методом магнетронного розпилення на скляну підкладку квадратної форми зі сторонами  $a = b = 25$  мм і завтовшки 2 мм. Матеріал цього шару є твердим, приблизно 5 %-ним, розчином  $SnO_2$  (Tin Oxide) у кристалічній решітці  $In_2O_3$  (Indium Oxide), звідки походить узвичаєна аббревіатура *ITO*. Оскільки чотиривалентні атоми  $Sn$  у цьому твердому розчині заміщують значну частину трьохвалентних атомів  $In$ , то вони є

донорною домішкою, яка забезпечує безактиваційну появу великої кількості електронів у зоні провідності такого високолегованого матеріалу, що акцентується верхнім індексом «+» при  $n$  у його скороченому найменуванні. Товщина  $t_{ITO}$  досліджуваного шару  $n^+$ -*ITO* складає 0,3 мкм. Решту вихідних даних щодо цього шару для подальшого опрацювання наведено у таблиці 2.1.

#### 6.2.2.4 Стислі рекомендації щодо методів дослідження і опрацювання отриманих результатів та посилання на вихідні джерела інформації

При виконанні цього завдання величина  $\rho_s$  має визначатися чотиризондовим методом з лінійною системою розташування усіх чотирьох зондів на поверхні шару  $n^+$ -*ITO* у його геометричному центрі паралельно до одного з боків підкладки. Відстані між сусідніми зондами однакові й дорівнюють 4 мм. Докладне викладення відповідної методики наведено у [10] (див. «Лабораторна робота 2»). Нижче надано екстраговані з [10] основні формули і співвідношення, які слід використовувати при опрацюванні результатів експериментального дослідження.

Величини  $\rho_s$  і  $\rho$  розраховуються за формулами

$$\rho_s = G_l \frac{U_{23}}{I_{14}}, \quad (2.1)$$

$$\rho = \rho_s \cdot t_{ITO} \quad (2.2)$$

де  $I_{14}$  – сила струму у крайніх струмових зондах 1 і 4;  $U_{23}$  – різниця потенціалів між середніми потенціальними зондами 2 і 3;  $G_l$  – поправкова функція відношень  $a/b$  і  $b/s$ ;  $s$  - міжзондові відстані (кількісні значення  $G_l$  наведено у таблиці 2.2).

Після встановлення залежності  $\rho_s$  і  $\rho$  від  $\tau_B$  нарешті слід перейти до обговорення стосовно впливу режиму відпалу шару  $n^+$ -*ITO* на ефективність роботи плівкових ФЕП з такими шарами у складі їх приладових гетероструктур.

Таблиця 2.2 – Значення поправкової функції  $G_l$  для прямокутних тонких напівпровідникових шарів при різних співвідношеннях  $a/b$  і  $b/s$

$b/s$	$G_l$			
	$a/b = 1$	$a/b = 2$	$a/b = 3$	$a/b \geq 4$
1,00			0,9988	0,9994
1,25			1,2467	1,2248
1,50		1,4788	1,4893	1,4893
1,75		1,7196	1,7238	1,7238
2,00		1,9454	1,9475	1,9475
2,50		2,3532	2,3541	2,3541
3,00	2,4575	2,7000	2,7005	2,7005
4,00	3,1137	3,2246	3,2248	3,2248
5,00	3,5098	3,5749	3,5750	3,5750
7,50	4,0095	4,0361	4,0362	4,0362
10,00	4,2209	4,2357	4,2357	4,2357
15,00	4,3882	4,3947	4,3947	4,3947
20,00	4,4516	4,4553	4,4553	4,4553
40,00	4,5120	4,5129	4,5129	4,5129
$\infty$	4,5324	4,5324	4,5324	4,5324

При виконанні цієї частини завдання рекомендується приділити увагу ознайомленню з роботами [13-15]. Так, наприклад, згідно з [14] для зручності вирішення вказаної частини задачі доцільно зіставити результати відпалу досліджуваного шару  $n^+$ -ІТО за критерієм  $\Phi$  його якості у початковому стані (ПС) та після відпалів на повітрі при  $T_B = 400$  °С протягом  $\tau_{B1} = 30$  хвилин і  $\tau_{B2} = 60$  хвилин. Відповідно до [14]

$$\Phi = \frac{T_{opt}^{10}}{\rho_s}, \quad (2.3)$$

де  $T_{opt}$  - коефіцієнт оптичного пропускання шару  $n^+$ -ІТО як доля від світлового потоку, що надходить до поверхні цього шару у діапазоні довжин хвиль випромінювання, який є найбільш ефективним для фотоелектричного перетворення відповідним типом ФЕП.

Таким чином, вказаний критерій якості шару  $n^+$ -ІТО враховує вплив рівнів його прозорості й електропровідності на ефективність роботи ФЕП. Згідно з [15] при виготовленні плівкових ФЕП на основі телуриду кадмію тонкі шари  $n^+$ -ІТО використовуються для створення з боку освітлюваної



поверхні ФЕП прозорого струмознімального електрода. Тому ці шари поряд з  $\rho_s < 20$  Ом у фотоелектрично активній області сонячного спектру ( $0,4 \leq \lambda \leq 0,8$  мкм) повинні мати коефіцієнт оптичної прозорості  $T_{opt} > 89\%$  (або  $T_{opt} > 0,89$ ), що при використанні співвідношення (2.3) відповідає необхідному критерію якості шару  $n^+$ -ІТО

$$\Phi > 0,89^{10} / 20 > 0,016 \text{ Ом}^{-1}. \quad (2.4)$$

Тому на підставі визначених величин  $\rho_s$  досліджуваного шару  $n^+$ -ІТО у ПС та після відпалів при  $\tau_{B1} = 30$  хвилин й  $\tau_{B2} = 60$  хвилин і додатково наданих відомостей щодо його оптичної прозорості у ПС й залежності  $T_{opt}$  від тривалості відпалів необхідно за співвідношенням (2.3) розрахувати чисельні значення  $\Phi$  для вказаних станів шару  $n^+$ -ІТО. Розраховані значення  $\Phi$  поряд з попередньо розрахованими значеннями  $\rho_s$  і  $\rho$ , а також значеннями  $T_{opt}$  доцільно занести в таблицю 2.3, зразок якої надається окремо.

Як впливає з викладеного вище, оптимальним слід вважати режим відпалу, що забезпечує чисельне значення  $\Phi$ , котре максимально перевищує наведене у співвідношенні (2.4).

Усі необхідні для виконання завдання розрахунки рекомендується виконувати за допомогою програми електронних таблиць Excel.

### **6.2.3 Завдання № 3**

#### **6.2.3.1 Мета дослідження**

Визначення швидкості поверхневої рекомбінації неосновних носіїв заряду на тилевій границі базового кристалу Si-ФЕП за результатами виміру і подальшого опрацювання темної вольт-амперної характеристики цього приладу.

#### **6.2.3.2 Задача дослідження**

Шляхом аналітичного опрацювання вимірної темної вольт-амперної характеристики (ВАХ) монокристалічного Si-ФЕП вітчизняного виробництва

з шаровою  $n^+p-p^+$  діодною структурою розрахувати густину дифузійної компоненти  $J_{01}$  діодного струму насичення і на основі цього, користуючись відповідними теоретичними співвідношеннями, визначити швидкість поверхневої рекомбінації неосновних носіїв заряду  $S_n^+$  на тилівій границі базового кристалу  $Si$ -ФЕП з  $p^+$ -шаром.

### 6.2.3.3 Загальна характеристика об'єкта дослідження

Об'єктом дослідження є монокристалічний  $Si$ -ФЕП вітчизняного виробництва з шаровою  $n^+p-p^+$  діодною структурою. Матеріал базового кристалу ФЕП – кремній марки КДБ-10 (кремній дірковий, легований бором, при 300 К має питомий опір  $\rho_p = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ). Базовий кристал має поліровані прямокутні планарні поверхні типу (100) з розмірами 4 см  $\times$  2 см і товщину  $X_{БК} = 380 \text{ мкм}$ .

Дифузійний  $n^+$ -шар зі сторони фотоприймальної поверхні ФЕП має товщину  $X_{n^+} \approx 1,0 \text{ мкм}$  і є легований фосфором. Усереднена за товщиною  $n^+$ -шару концентрація атомів цієї повністю іонізованої донорної домішки  $\langle N_D \rangle^+ \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Дифузійний  $p^+$ -шар зі сторони тилової поверхні ФЕП має товщину  $X_{p^+} \approx 0,8 \text{ мкм}$  і є додатково підлегований бором. Усереднена за товщиною  $p^+$ -шару концентрація атомів цієї повністю іонізованої акцепторної домішки  $\langle N_A \rangle^+ \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Дифузійна довжина неосновних носіїв заряду у  $p$ -шарі базового кристалу фотоелектричного перетворювача  $L_n = 390 \text{ мкм}$ , а їхня рухливість  $\mu_n = 1200 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

Поверх  $n^+$ -шару знаходяться фронтальний струмознімальний металевий електрод у вигляді гребінки для забезпечення можливості проникнення квантів світла між полосковими елементами гребінки у напівпровідникову діодну структуру ФЕП, просвітлююче плівкове покриття завтовшки близько 0,08 мкм з  $TiO_2$  у вікнах між полосковими елементами гребінки для якомога більшого зменшення коефіцієнта відбиття фотоелектрично активної компоненти сонячного випромінювання від фотоприймальної поверхні базового кристала  $Si$ -ФЕП і пасивуючий шар  $SiO_2$

завтовшки 15 нм. Поверх  $p^+$ -шару нанесено тиловий струмознімальний суцільний металевий електрод.

#### 6.2.3.4 Стислі рекомендації щодо методів дослідження і опрацювання отриманих результатів та посилання на вихідні джерела інформації

Дослідження темної ВАХ є поширеним методом отримання багатойкісної й кількісної інформації щодо механізмів переносу заряду в різних напівпровідникових структурах і параметрів цих структур, котрі визначають функціональні можливості та ефективність роботи сучасних приладів на їхній основі. Техніка вимірювання темної ВАХ із застосуванням схем амперметра-вольтметра і характерографа докладно описана у [10] (див. «Лабораторна робота 1») та у [16]. У [16] також наведено одну з методик аналітичного опрацювання експериментально вимірюваної темної ВАХ діодної напівпровідникової структури у так званому одnodіодному наближенні, яке не дозволяє відокремити дифузійну компоненту діодного струму насичення  $J_{01}$  від його рекомбінаційної компоненти  $J_{02}$ .

Знайти  $J_{01}$  за експериментально вимірюваною темною ВАХ порівняно просто при її аналітичному опрацюванні у дводіодному наближенні [12], згідно з яким пряма гілка темної ВАХ описується таким співвідношенням:

$$\begin{aligned} I &= I_{D1} + I_{D2} + I_{Ш} = \\ &= I_{01} \{ \exp[\alpha_1(U - IR_{П})] - 1 \} + I_{02} \{ \exp[\alpha_2(U - IR_{П})] - 1 \} + (U - IR_{П}) / R_{Ш}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

де  $I$  – повний струм у діодній структурі;  $I_{D1}$  – дифузійна компонента діодного струму;  $I_{D2}$  – рекомбінаційна компонента діодного струму;  $I_{Ш}$  – компонента струму у діодній структурі, обумовлена її шунтувальним опором  $R_{Ш}$ ;  $U$  – напруга на діодній структурі;  $I_{01} = J_{01}S$ ;  $I_{02} = J_{02}S$ ;  $S$  – площа спрямлюючого переходу;  $\alpha_i = q_e / (A_i k T)$ ;  $q_e$  – абсолютне значення заряду електрона;  $A_i$  – коефіцієнт ідеальності діода;  $k$  – стала Больцмана;  $T$  – температура;  $R_{П}$  – послідовний опір діодної структури;  $i = 1, 2$  – номери

механізмів протікання діодного струму ( $i = 1$  відповідає дифузійному механізму;  $i = 2$  відповідає рекомбінаційному механізму).

Для цього спочатку, користуючись методикою, викладеною у [16] відповідно до однодіодного наближення, і опрацьовуючи зворотню гілку темної ВАХ, слід знайти величину  $R_{III}$ . Оскільки для  $Si$ -ФЕП досліджуваного типу зазвичай  $R_{II}/R_{III} \ll 1$ , то можна вважати, що це відношення приблизно дорівнює нулю, а тому вираз (3.1) у даному випадку перетворюється у такий

$$I = I_{D1} + I_{D2} + I_{III} = I_{01} \{ \exp[\alpha_1(U - IR_{II})] - 1 \} + I_{02} \{ \exp[\alpha_2(U - IR_{II})] - 1 \} + U/R_{III}, \quad (3.2)$$

де  $R_{III}$  не залежить від  $U$ . Це обумовлює те, що струм у шунтувальному опорі

$$I_{III} = U/R_{III} \quad (3.3)$$

є лінійною функцією  $U$ , у зв'язку з чим з прямої гілки виміряної темної ВАХ легко виділити її суто діодну складову

$$I_D = I_{D1} + I_{D2} \quad (3.4)$$

наступним чином

$$I_D = I - I_{III} = I - U/R_{III}. \quad (3.5)$$

Тобто, на практиці це зводиться до віднімання ординат лінійної функції  $I_{III}(U)$  від ординат функції  $I(U)$  при усіх значеннях  $U > 0$ . Далі за методикою, наведеною у [16], необхідно визначити величину  $R_{II}$ .

Після цього слід приступити безпосередньо до розрахунку

$$J_{01} = I_{01}/S. \quad (3.6)$$

Величина  $I_{01}$  визначається, виходячи з таких засновок. Відповідно до [12] у випадку монокристалічних кремнієвих ФЕП при  $3kT/q_e \leq U < 15kT/q_e$

має місце нерівність  $I_{Д2} \gg I_{Д1}$ , а одиницею у дужках можна знехтувати, у зв'язку з чим

$$I_{Д} \left( \frac{3kT}{q_e} \leq U < \frac{15kT}{q_e} \right) \approx I_{Д2} \left( \frac{3kT}{q_e} \leq U < \frac{15kT}{q_e} \right) = I_{02} \left[ \exp \frac{q_e (U - I_{Д} R_{П})}{A_2 kT} \right]. \quad (3.7)$$

При  $15kT/q_e < U \leq 25kT/q_e$  має місце нерівність  $I_{Д1} \gg I_{Д2}$ , у зв'язку з чим

$$I_{Д} \left( \frac{15kT}{q_e} < U \leq \frac{25kT}{q_e} \right) \approx I_{Д1} \left( \frac{15kT}{q_e} < U \leq \frac{25kT}{q_e} \right) = I_{01} \left[ \exp \frac{q_e (U - I_{Д} R_{П})}{A_1 kT} \right]. \quad (3.8)$$

Після логарифмування співвідношень (3.7) і (3.8) десятковим логарифмом для вказаних значень  $U$  маємо:

$$\begin{aligned} \lg \left[ I_{Д} \left( \frac{3kT}{q_e} \leq U < \frac{15kT}{q_e} \right) \right] &\approx \lg \left[ I_{Д2} \left( \frac{3kT}{q_e} \leq U < \frac{15kT}{q_e} \right) \right] = \\ &= \lg I_{02} + \left[ \frac{q_e (U - I_{Д} R_{П})}{A_2 kT} \right] \lg e \quad ,, \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \lg \left[ I_{Д} \left( \frac{15kT}{q_e} < U \leq \frac{25kT}{q_e} \right) \right] &\approx \lg \left[ I_{Д1} \left( \frac{15kT}{q_e} < U \leq \frac{25kT}{q_e} \right) \right] = \\ &= \lg I_{01} + \left[ \frac{q_e (U - I_{Д} R_{П})}{A_1 kT} \right] \lg e \quad ,, \end{aligned} \quad (3.10)$$

де:  $e = 2,718\dots$  – основа натурального логарифму.

Зі співвідношень (3.9) і (3.10) виходить, що величини  $I_{01}$  і  $I_{02}$  можуть бути визначені шляхом екстраполяції двох відповідних цим співвідношенням похилих прямолінійних гілок 1 і 2 зображеного на рисунку 3.1 графіка до їхніх перетинів з віссю  $\lg I_{Д}$  при  $U - I_{Д} R_{П} = 0$ . Для кожного досліджуваного ФЕП значення  $I_{Д}(U)$  розраховуються за формулою (3.5) при використанні масиву координат  $(U, I)$  усіх точок експериментально вимірної темної ВАХ, після чого для цих значень  $I_{Д}(U)$  визначаються їх десяткові логарифми.

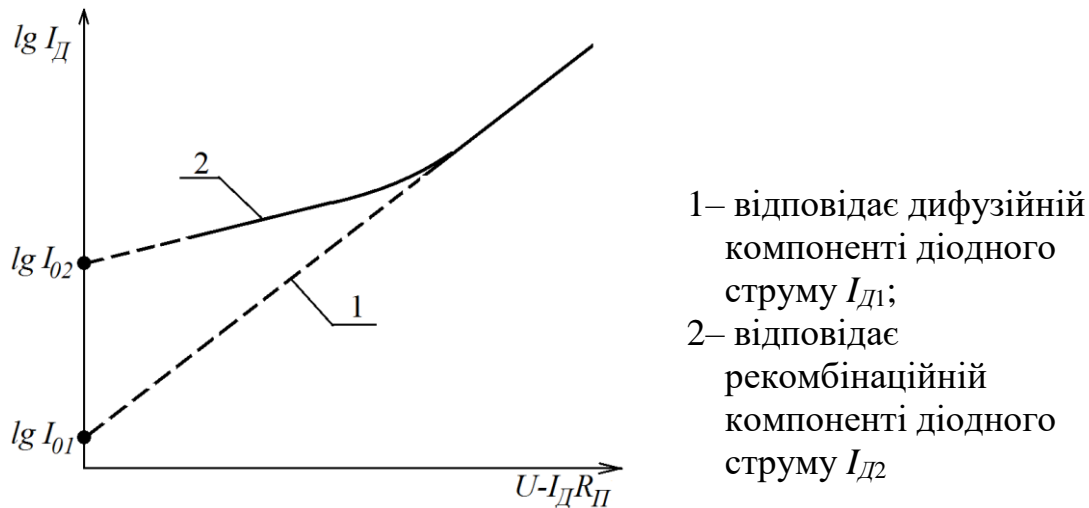


Рисунок 3.1 – Схематичне зображення у напівлогарифмічних координатах суто діодної складової темної ВАХ, яка загалом описується співвідношенням (3.4) при відповідності гілок 1 і 2 співвідношенням (3.10) і (3.9)

При розрахунку абсциси  $U - I_D R_{D\Pi}$  кожної точки графіку, який будується подібно до зображеного на рисунку 3.1, величина  $I_D$  має відповідати використаній при розрахунку ординати цієї точки і саме цій величині  $I_D$  має відповідати зумовлююча її величина  $U$ .

Після знаходження таким чином величини  $I_{01}$  і розрахунку за її значенням густини дифузійної компоненти діодного струму насичення  $J_{01}$  за формулою (3.6) слід перейти до визначення величини  $S_n^+$ . Це можна зробити тому, що у випадку зразка без  $p^+$ -шару  $J_{01}$  суттєво залежить від швидкості поверхневої рекомбінації  $S_n$  згідно зі співвідношенням з [12]

$$j_{01} \approx \left[ \frac{q_e D_n n_i^2}{L_n N_A} \right] \cdot \left[ \operatorname{sh} \left( \frac{X_p}{L_n} \right) + \frac{S_n L_n}{D_n} \operatorname{ch} \left( \frac{X_p}{L_n} \right) \right] \cdot \left[ \operatorname{ch} \left( \frac{X_p}{L_n} \right) + \frac{S_n L_n}{D_n} \operatorname{sh} \left( \frac{X_p}{L_n} \right) \right]^{-1}, \quad (3.11)$$

де 
$$D_n = kT \mu_n / q_e, \quad (3.12)$$

$n_i$  – концентрація електронів у власному кремнії при температурі дослідження;  $X_p$  – товщина  $p$ -шару, яка практично дорівнює товщині базового кристала  $Si$ -ФЕП.

У [12] показано, що коли

$$X_p/L_n < 1 \quad (3.13)$$

i

$$0,01 < S_n L_n / D_n < 100, \quad (3.14)$$

то вираз (3.11) суттєво спрощується і набуває вигляду

$$J_{01} \approx q_e n_i^2 S_n / N_A. \quad (3.15)$$

Тому, користуючись співвідношенням (3.15), значення  $S_n$  можна знайти за формулою

$$S_n \approx \frac{J_{01} N_A}{q_e n_i^2}. \quad (3.16)$$

У випадку досліджуваного ФЕП з шаровою  $n^+ - p - p^+$  діодною структурою шукана величина  $S_n^+$  знаходиться за формулою (1.4)

$$S_n^+ \approx S_n N_A / \langle N_A \rangle^+,$$

яка після підстановки до неї величини  $S_n$  з формули (3.16), набуває вигляду

$$S_n^+ \approx \frac{J_{01} N_A^2}{q_e n_i^2 \langle N_A \rangle^+} \quad (3.17)$$

При цьому нерівності (3.13) і (3.14) добре виконуються.

Необхідну для використання у формулі (3.17) величину  $N_A$  слід знайти за допомогою графіка залежності питомого опору  $p$ - $Si$  від  $N_A$ , наведеного у [5] (рис. 21 на стор. 38), або за допомогою відповідних табличних даних, наведених у [11] (табл. 1 на стор. 100-101). Величину  $n_i$  для власного кремнію можна знайти, наприклад, за допомогою графіка залежності  $n_i$  від  $T$  у [5] (див. рис. 11 на стор. 24).

Усі необхідні для виконання завдання розрахунки рекомендується виконувати за допомогою програми електронних таблиць Excel.

## **6.2.4 Завдання № 4**

### 6.2.4.1 Мета дослідження

Визначення залежності ККД монокристалічного *Si*-ФЕП від режиму його опромінювання.

### 6.2.4.2 Задача дослідження

Шляхом аналітичного опрацювання світлових вольт-амперних характеристик (ВАХ) монокристалічного *Si*-ФЕП, виміряних в режимах опромінювання АМ0 (нульова атмосферна маса – відповідає заатмосферному сонячному опромінюванню) і АМ1,5G (полуторна атмосферна маса; опромінювання прямою та розсіяною компонентами наземного сонячного світла загалом при висоті Сонця близько 42° у відсутності хмарності), знайти ККД досліджуваного приладу залежно від режиму його опромінювання

### 6.2.4.3 Загальна характеристика об'єкта дослідження

Об'єктом дослідження є монокристалічний *Si*-ФЕП вітчизняного виробництва з шаровою  $n^+ - p - p^+$  діодною структурою. Матеріал базового кристалу ФЕП – кремній марки КДБ-10 (кремній дірковий, легований бором, при 300 К має питомий опір  $\rho_p = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ). Базовий кристал має поліровані квадратні планарні поверхні типу (111) з розмірами  $1 \text{ см} \times 1 \text{ см}$  і товщину  $X_{БК} = 450 \text{ мкм}$ .

Дифузійний  $n^+$ -шар зі сторони фотоприймальної поверхні ФЕП має товщину  $X_{n^+} \approx 1,0 \text{ мкм}$  і є легований фосфором. Усереднена за товщиною  $n^+$ -шару концентрація атомів цієї повністю іонізованої донорної домішки  $\langle N_D \rangle^+ \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Дифузійний  $p^+$ -шар зі сторони тилової поверхні ФЕП має товщину  $X_{p^+} \approx 0,9 \text{ мкм}$  і є додатково підлегований бором. Усереднена за товщиною  $p^+$ -шару концентрація атомів цієї повністю іонізованої акцепторної домішки  $\langle N_A \rangle^+ \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Дифузійна довжина неосновних носіїв заряду у  $p$ -шарі базового кристалу фотоелектричного перетворювача  $L_n = 110 \text{ мкм}$ , а їхня рухливість  $\mu_n = 1200 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

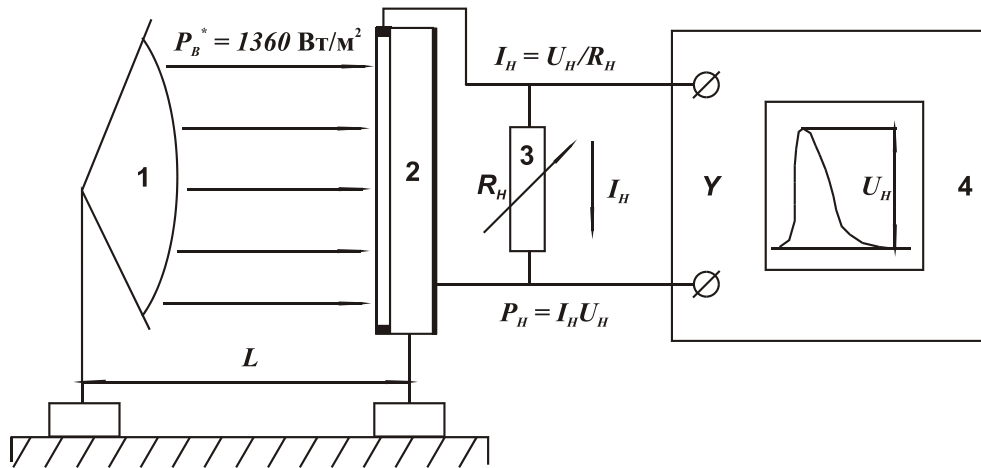


Поверх  $n^+$ -шару по його периметру знаходиться фронтальний струмознімальний металевий електрод завширшки 0,5 мм у вигляді вузької квадратної рамки для забезпечення можливості проникнення квантів світла у напівпровідникову діодну структуру ФЕП. В середині цієї рамки  $n^+$ -шар вкрито просвітлюючим плівковим покриттям завтовшки близько 0,08 мкм з  $TiO_2$  для якомога більшого зменшення коефіцієнта відбиття фотоелектрично активної компоненти сонячного випромінювання від фотоприймальної поверхні базового кристала Si-ФЕП. За товщиною просвітлююче покриття оптимізовано під спектральний склад режиму опромінювання AM0. Поверх  $p^+$ -шару нанесено тиловий струмознімальний суцільний металевий електрод.

#### 6.2.4.4 Стислі рекомендації щодо методів дослідження і опрацювання отриманих результатів та посилання на вихідні джерела інформації

Світловою ВАХ фотоелектричного перетворювача є залежність сили струму  $I$  у зовнішньому колі опромінюваного приладу від напруги  $U$  на його клеммах. В залежності від режиму опромінювання досліджуваного Si-ФЕП його світлові ВАХ вимірюються двома різними методами.

Для реалізації режиму опромінювання AM0 використовується імпульсний імітатор заатмосферного сонячного випромінювання на основі студійного фотоспалаху FALCON EYES SS-110B з ксеноною лампою-спалахом. Такий спосіб опромінювання забезпечує можливість протягом основної фази горіння лампи-спалаху тривалістю до 2 мс отримувати на фотоприймальній поверхні Si-ФЕП питому потужність випромінювання  $P_B^* = 1360 \text{ Вт/м}^2$  зі спектральним складом, наближеним до заатмосферного. При цьому вимірюється навантажувальна світлова вольт-амперна характеристика (НС ВАХ) приладу, яка є залежністю сили струму  $I_H$  у опорі  $R_H$  навантаження, під'єданого до клем опромінюваного Si-ФЕП і змінюваного у діапазоні  $1 \leq R_H \leq 9 \cdot 10^4 \text{ Ом}$ , від напруги  $U_H$  на цьому опорі. Напруга  $U_H$  вимірюється запам'ятовуючим осцилографом RIGOL DS1064B протягом основної фази горіння лампи-спалаху імітатора. Блок-схему установки для вимірювання НС ВАХ наведено на рисунку 4.1.



1 - фотоспалах FALCON EYES SS-110B; 2 – фотоелектричний перетворювач; 3 – магазин активних опорів; 4 - запам'ятовуючий осцилограф RIGOL DS1064B

Рисунок 4.1 – Блок-схема установки для вимірювання навантажувальної світлової ВАХ фотоелектричного перетворювача в режимі опромінювання АМ0

Струм  $I_H$  у опорі навантаження визначається за співвідношенням

$$I_H = U_H / R_H. \quad (4.1)$$

Дискретно змінюючи величину  $R_H$  у вказаному вище діапазоні значень і визначаючи аналогічним чином для кожного такого значення  $R_H$  амплітудні значення  $U_H$  та  $I_H$ , можна отримати необхідний масив відповідних даних для побудови вимірної вказаним способом НС ВАХ. У однодіодному наближенні така НС ВАХ аналітично описується рівнянням

$$I_H = I_\Phi - I_0 \left\{ \left[ \exp \frac{e(U_H + I_H R_{II})}{AkT} \right] - 1 \right\} - \frac{U_H + I_H R_{II}}{R_{III}}, \quad (4.2)$$

де  $I_\phi$  – фотострум;  $I_0$  – діодний струм насичення;  $A$  – коефіцієнт ідеальності діода;  $e$  – абсолютне значення заряду електрона;  $R_{\Pi}$  – послідовний опір приладу;  $R_{Ш}$  – шунтувальний опір приладу;  $k$  – стала Больцмана;  $T$  – температура.

Типовий схематичний вигляд такої НС ВАХ наведено на рисунку 4.2.

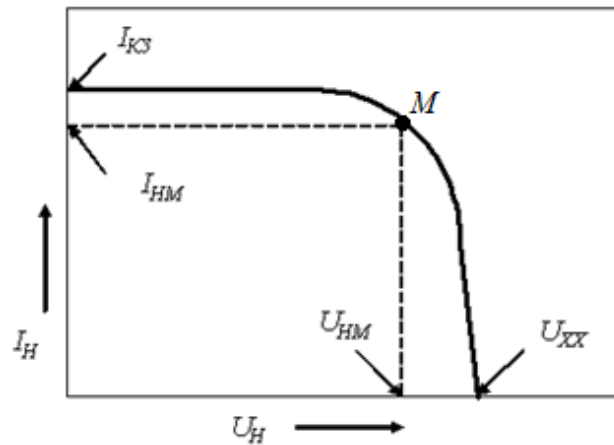


Рисунок 4.2 – Схематичне зображення типового вигляду навантажувальної світлової вольт-амперної характеристики Si-ФЕП

На цьому рисунку струму короткого замикання  $I_{KЗ}$  відповідає максимальному значенню  $I_H$ , яке досягається за умови фіксованого значення потужності випромінювання  $P_B$  на фотоприймальній поверхні приладу у випадку  $R_H = 0$  та  $U_H = 0$  (короткозамкнений прилад). Напруга холостого ходу  $U_{ХХ}$  відповідає максимальному значенню  $U_H$ , яке досягається для тих же умов опромінювання приладу при  $R_H = \infty$  і  $I_H = 0$  (зовнішнє коло розімкнене). Значення  $I_{НМ}$  і  $U_{НМ}$  – ордината і абсциса так званої точки максимальної потужності  $M$  на НС ВАХ, добуток  $P_{НМ}$  яких є найбільшим за усі інші добутки координат кожної точки, що належить НС ВАХ. Тому величина  $P_{НМ}$ , яка є максимальною потужністю, що Si-ФЕП віддає у навантаження, розраховується за формулою

$$P_{НМ} = I_{НМ}U_{НМ}. \quad (4.3)$$

За відомими значеннями  $P_{HM}$ ,  $I_{K3}$  і  $U_{XX}$  розраховується фактор заповнення НС ВАХ:

$$FF = P_{HM}/(I_{K3}U_{XX}), \quad (4.4)$$

Зазначені вище величини  $I_{K3}$ ,  $U_{XX}$ ,  $FF$ ,  $P_{HM}$  є вихідними параметрами приладу, за якими його ККД розраховується наступним чином:

$$\eta = \frac{P_{HM}}{P_B^* S} \cdot 100\% = \frac{U_{XX} I_{K3} FF}{P_B^* S} \cdot 100\% \quad (4.5)$$

де  $S$  – площа фотоприймальної поверхні Si-ФЕП.

Визначення величини  $P_{HM}$  виконується у такий спосіб. Для кожної експериментальної точки НС ВАХ розраховується величина

$$P_H = I_H U_H, \quad (4.6)$$

після чого здійснюється побудова залежності  $P_H$  від  $I_H$ , схематичне зображення якої наведено на рисунку 4.3. Як видно з вказаного рисунку, величині  $P_{HM}$  відповідає ордината точки екстремуму залежності  $P_H$  від  $I_H$ , а абсцисою цієї точки є величина  $I_{HM}$ .

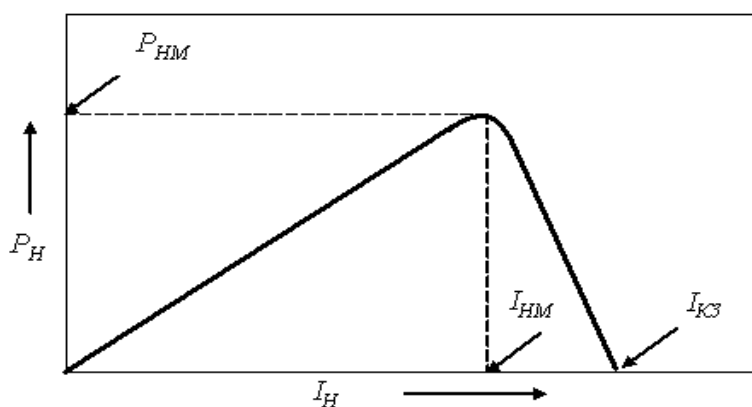
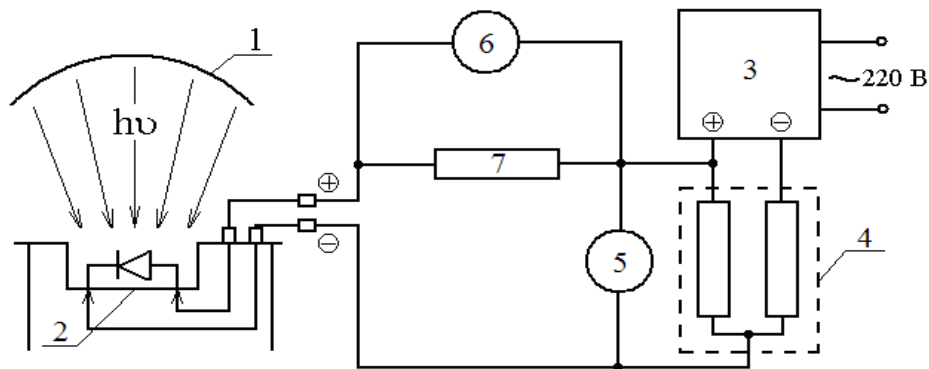


Рисунок 4.3 – Схематичне зображення залежності потужності, що віддає досліджуваній прилад у навантаження, від струму в опорі навантаження

Для реалізації режиму опромінювання AM1,5G, при якому питома потужність стаціонарного опромінювання на фотоприймальній поверхні приладу  $P_B^* = 1000 \text{ Вт/м}^2$ , у якості імітаторів сонячного випромінювання використовуються розроблені і виготовлені на кафедрі ФМЕГ універсальні світлодіодні освітлювачі [17-19], один з яких раніше запатентовано в Україні [17]. При цьому світлова ВАХ приладу вимірюється компенсаційним методом за допомогою установки, блок-схему якої наведено на рисунку 4.4.



1 – універсальний світлодіодно-галогеновий імітатор сонячного випромінювання; 2 – Si-ФЕП, закріплений у контактному пристрої; 3 – джерело стабілізованого постійного струму Nuayi Electronics NY3020MR, котре використовується для ступінчастої компенсації електрорушійної сили Si-ФЕП; 4 – резистивний подільник напруги з загальним опором 1,1 Ом і вихідним опором 0,1 Ом та можливістю розсіювати потужність до 100 Вт для забезпечення покрокової зміни напруги у вимірювальному колі через 0,01 В при покроковій зміні напруги на вході подільника через 0,1 В; 5 - мультиметр Mastech MS8268 для виміру компенсуючої напруги  $U$ ; 6 - мультиметр Mastech MS8040 для виміру напруги  $U_C$  на струмовому резисторі; 7 – струмовий резистор з опором  $R_C = 0,011 \text{ Ом}$

Рисунок 4.4 – Блок-схема установки для вимірювання компенсаційним методом у стаціонарному режимі опромінювання світлових ВАХ фотоелектричних перетворювачів

Вимірювання світлової ВАХ компенсаційним методом за допомогою такої установки здійснюється шляхом визначення сили струму  $I$  у зовнішньому колі в залежності від ступінчасто зростаючої напруги  $U$ , яка для компенсації електрорушійної сили опромінюваного приладу 2 подається на нього з вихідного опору подільника напруги 4 через послідовно з'єднаний з ним струмовий резистор 7 (опори яких були значно меншими за опір приладу) у протилежній полярності, що відповідає прямому зміщенню  $p$ - $n$  переходу.

Напруга  $U$  вимірюється мультиметром 5, а сила струму  $I$  визначається за формулою:

$$I = U_C / R_C. \quad (4.7)$$

При цьому величині  $U = 0$  відповідає  $I = I_{K3}$ , а величині  $I = 0$  відповідає  $U = U_{XX}$ .

Дискретно змінюючи величину  $U$  у вказаному вище діапазоні значень і визначаючи аналогічним чином для кожного такого значення  $U$  значення  $I$ , можна отримати необхідний масив відповідних даних для побудови вимірної вказаним способом світлової ВАХ. Загалом, при  $0 \leq U \leq U_{XX}$  така світлова ВАХ у однодіодному наближенні стосовно першого квадранту декартових координат описується співвідношенням:

$$I = I_\phi - I_0 \left\{ \left[ \exp \frac{e(U - IR_{II})}{AkT} \right] - 1 \right\} - \frac{U - IR_{II}}{R_{III}}, \quad (4.8)$$

подібним до (4.2), в якому  $I_H$  замінено на  $I$ , а  $U_H$  замінено на  $U$ . Тому типові схематичні зображення світлової ВАХ і залежності потужності  $P$ , що розвиває досліджуваний прилад при різних значеннях сили струму  $I$  у ньому, якісно не відрізняються від зображення відповідних залежностей на рисунках 4.2 і 4.3 за винятком вилучення індексу «H» для кожного присутнього на рисунках параметру. Це стосується і усіх формул з (4.3) до (4.6), що мають

використовуватись при аналітичному опрацюванні світлової ВАХ приладу, вимірної розглянутим вище компенсаційним методом.

Зазначені вище методики вимірювання і опрацювання світлових ВАХ фотоелектричних перетворювачів більш ґрунтовно розглянуто у [18-20].

### ***6.2.5 Завдання № 5***

#### ***6.2.5.1 Мета дослідження***

Дослідження часу життя неосновних носіїв заряду у базових кристалах Si-ФЕП в залежності від їхньої товщини і спектрального складу випромінювання та пояснення, виходячи з отриманих результатів, різниці у ККД цих Si-ФЕП.

#### ***6.2.5.2 Задача дослідження***

Методом загасання напруги  $U_{XX}$  холостого ходу Si-ФЕП після припинення опромінювання визначити час життя  $\tau_n$  неосновних носіїв заряду (ННЗ) у базових кристалах різної товщини двох Si-ФЕП з  $n^+p-p^+$  діодними структурами при довжинах хвиль випромінювання  $\lambda_1 = 525$  нм (зелена компонента сонячного спектру),  $\lambda_2 = 880$  нм (ближня інфрачервона компонента сонячного спектру),  $\lambda_3 = 940$  нм (більш дальня інфрачервона компонента сонячного спектру). За цими даними оцінити ефективні час життя  $\tau_{n_{\text{аб}}}$  й дифузійну довжину  $L_{n_{\text{аб}}}$  ННЗ для цих двох Si-ФЕП стосовно поліхроматичного сонячного спектру та, користуючись відповідними літературними даними, пояснити причину розбіжності у ККД досліджуваних Si-ФЕП.

#### ***6.2.5.3 Загальна характеристика об'єктів дослідження***

Об'єктами дослідження є два монокристалічні Si-ФЕП вітчизняного виробництва з шаровою  $n^+p-p^+$  діодною структурою. Матеріал базових кристалів ФЕП – кремній марки КДБ-10 (кремній дірковий, легований бором, при 300 К має питомий опір  $\rho_p = 10$  Ом·см). Базові кристали мають

поліровані прямокутні планарні поверхні типу (111) з розмірами 4 см × 2 см і товщини:

$$X_{BK1} = 280 \text{ мкм у ФЕП № 1 та } X_{BK2} = 410 \text{ мкм у ФЕП № 2.}$$

Дифузійний  $n^+$ -шар зі сторони фотоприймальної поверхні обох ФЕП має товщину  $X_{n^+} \approx 0,8$  мкм і є легований фосфором. Усереднена за товщиною  $n^+$ -шару концентрація атомів цієї повністю іонізованої донорної домішки  $\langle N_D \rangle^+ \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Дифузійний  $p^+$ -шар зі сторони тилової поверхні обох ФЕП має товщину  $X_{p^+} \approx 0,6$  мкм і є додатково підлегований бором. Усереднена за товщиною  $p^+$ -шару концентрація атомів цієї повністю іонізованої акцепторної домішки  $\langle N_A \rangle^+ \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Поверх  $n^+$ -шару обох ФЕП знаходяться фронтальний струмознімальний металевий плівковий електрод у вигляді гребінки для забезпечення можливості проникнення квантів світла між полосковими елементами гребінки у напівпровідникову діодну структуру ФЕП і просвітлююче плівкове покриття завтовшки близько 0,08 мкм з  $TiO_2$  у вікнах між полосковими елементами гребінки для якомога більшого зменшення коефіцієнта відбиття фотоелектрично активної компоненти сонячного випромінювання від фотоприймальної поверхні базових кристалів ФЕП. Поверх  $p^+$ -шару обох ФЕП нанесено тиловий струмознімальний суцільний плівковий металевий електрод.

ККД досліджуваних ФЕП у режимі опромінювання AM0 при 25 °C:

$$\eta_1 = 13,1 \% \text{ у ФЕП № 1 та } \eta_2 = 12,6 \% \text{ у ФЕП № 2.}$$

6.2.5.4 Стислі рекомендації щодо методів дослідження і опрацювання отриманих результатів та посилання на вихідні джерела інформації

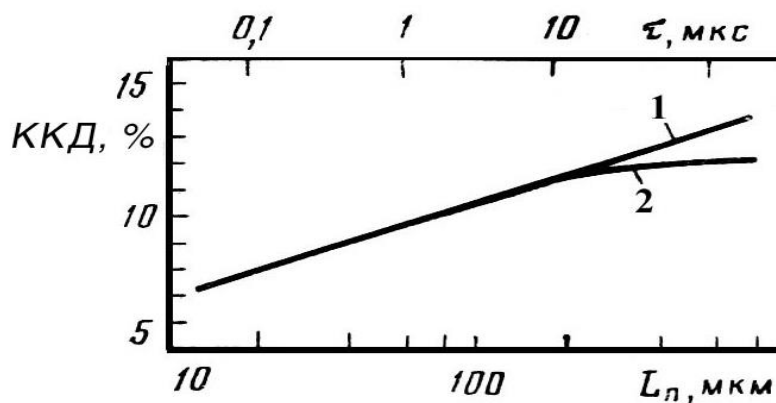
Дослідження часу життя  $\tau_{n,p}$  ННЗ у базових шарах ФЕП  $p$ - або  $n$ -типу провідності (відповідно  $\tau_n$  або  $\tau_p$ ) є невід'ємною складовою тестування рівня якості цих шарів у складі виготовленого приладу, оскільки цей електронний параметр поряд з дифузійною довжиною  $L_{n,p}$  ННЗ у зазначених шарах, яка розраховується за формулою



$$L_{n,p} = (kT\mu_{n,p}\tau_{n,p} / q_e)^{1/2}, \quad (5.1)$$

де  $k$  – стала Больцмана;  $T$  – температура;  $\mu_{n,p}$  – рухливість електронів ( $n$ ) або дірок ( $p$ );  $q_e$  – абсолютне значення заряду електрона;

суттєво зумовлюють ККД фотоелектричного перетворювача [21]. Типові графіки залежності ККД від  $\tau_n$  і  $L_n$  для монокристалічних  $Si$ -ФЕП, подібних до досліджуваних, наведено на рис. 5.1, який взято з [21]. Одним з найбільш поширених методів такого дослідження є метод загасання напруги  $U_{XX}$  холостого ходу ФЕП після раптового припинення їхнього опромінювання [12].



1 – ФЕП з ізотипним  $p$ - $p^+$  переходом;

2 – ФЕП без ізотипного  $p$ - $p^+$  переходу

Рисунок 5.1 – Залежність ККД монокристалічних  $Si$ -ФЕП від часу життя і дифузійної довжини НЗ в базовому кристалі кремнію  $p$ -типу провідності [21]

З літератури добре відомо (див., наприклад, [22]), що при довжині хвилі світла  $\lambda < \lambda_{cz} = hc/E_g$  (де  $h$  – стала Планка;  $c$  – швидкість світла у вакуумі;  $E_g$  – ширина забороненої зони напівпровідника) коефіцієнт його

фотоелектрично активного поглинання  $\alpha$  у напівпровіднику збільшується зі зменшенням  $\lambda$ . Водночас з цим зменшується довжина  $X_{63}$  поглинання цього світла (оскільки  $X_{63}(\lambda) = 1/\alpha(\lambda)$ ), тобто відстань від опромінюваної поверхні углиб напівпровідника, на якій поглинається 63 % квантів світла, що перетинають цю поверхню. Залежності  $\alpha(\lambda)$  і  $X_{63}(\lambda)$  для кристалічного кремнію наведено на рис. 5.2. Викладене є передумовою щодо дослідження  $\tau_n$  у р-шарах Si-ФЕП при різних значеннях  $\lambda < \lambda_{ч2}$  (для монокристалічного кремнію  $\lambda_{ч2} \approx 1,11$  мкм) для визначення  $\tau_n$  на різних відстанях від фотоприймальної поверхні ФЕП. Як видно з рис. 5.2, при  $\lambda_1 = 525$  нм  $X_{63}(\lambda_1) \approx 1$  мкм, при  $\lambda_2 = 880$  нм  $X_{63}(\lambda_2) \approx 28$  мкм, при  $\lambda_3 = 940$  нм  $X_{63}(\lambda_3) \approx 50$  мкм.

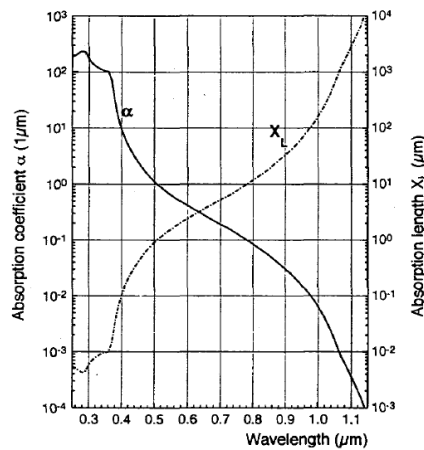


Рисунок 5.2 - Залежності  $\alpha(\lambda)$  і  $X_{63}(\lambda)$  для кристалічного кремнію

Розраховані згідно з методикою, викладеною у [23], значення довжини  $X_{100}(\lambda_i)$  повного стовідсоткового поглинання світла у монокристалічному кремнії такі:  $X_{100}(\lambda_1) \approx 20$  мкм,  $X_{100}(\lambda_2) \approx 170$  мкм,  $X_{100}(\lambda_3) \approx 350$  мкм.

Типовий вигляд характеру загасання  $U_{XX}$  від часу  $\tau$  після раптового припинення опромінювання ФЕП наведено на рис. 5.3. Згідно з [12, 24] ця залежність має три відрізки, позначені як I, II і III.

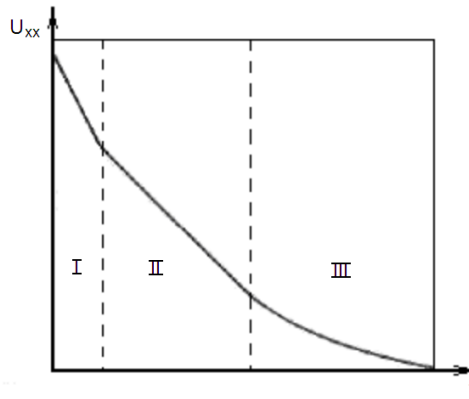


Рисунок 5.3 - Типовий вигляд характеру загасання  $U_{xx}$  від часу  $\tau$  після раптового припинення опромінювання ФЕП

Відрізку I відповідає початково високий рівень фотозбуджених надлишкових ННЗ у р-шарі  $Si$ -ФЕП, а саме:  $\Delta n_p \geq p_p$ , де  $p_p$  – рівноважна концентрація основних носіїв заряду у р-шарі. Визначення  $\tau_n$  при опрацюванні цього відрізка здійснюється за формулою

$$\tau_n \approx \frac{2kT}{q_e} \left| \frac{1}{dU_{xx} / d\tau} \right|. \quad (5.2)$$

Відрізку II відповідає проміжний рівень фотозбуджених надлишкових ННЗ у р-шарі  $Si$ -ФЕП, а саме:  $n_p < \Delta n_p < p_p$ , де  $n_p$  – рівноважна концентрація ННЗ у р-шарі. Визначення  $\tau_n$  при опрацюванні цього відрізка здійснюється за формулою

$$\tau_n \approx \frac{kT}{q_e} \left| \frac{1}{dU_{xx} / d\tau} \right|. \quad (5.3)$$

Відрізку III відповідає низький рівень фотозбуджених надлишкових ННЗ у р-шарі  $Si$ -ФЕП, а саме:  $\Delta n_p < n_p$ . Визначення  $\tau_n$  при опрацюванні цього відрізка здійснюється за формулою

$$U_{xx}(\tau) = \frac{kT}{q_e} \left[ \exp\left(\frac{q_e U_{xx}(0)}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_n}\right), \quad (5.4)$$

де  $U_{xx}(0)$  – напруга холостого ходу у момент початку відліку часу  $\tau$ , коли починає виправдовуватись нерівність  $\Delta n_p < n_p$ .

При виконанні цього завдання джерелом монохроматичного опромінювання досліджуваних Si-ФЕП може бути універсальний світлодіодний освітлювач УСО-2 [17, 18], який дає змогу керувати величиною  $\lambda$  і інтенсивністю опромінювання ФЕП, а також опромінювати ФЕП у імпульсному режимі з повним спадом інтенсивності опромінювання ФЕП наприкінці світлового прямокутного імпульсу протягом менше 0,1 мкс. Величина  $U_{xx}(\tau)$  вимірюється запам'ятовуючим осцилографом, наприклад, типу RIGOL DS1064B, який підключається безпосередньо до електродів ФЕП. На рис. 5.4 наведено типову осцилограму спаду напруги холостого ходу після раптового припинення освітлювання Si-ФЕП, яку запам'ятовано на екрані цифрового осцилографу RIGOL DS1064B.

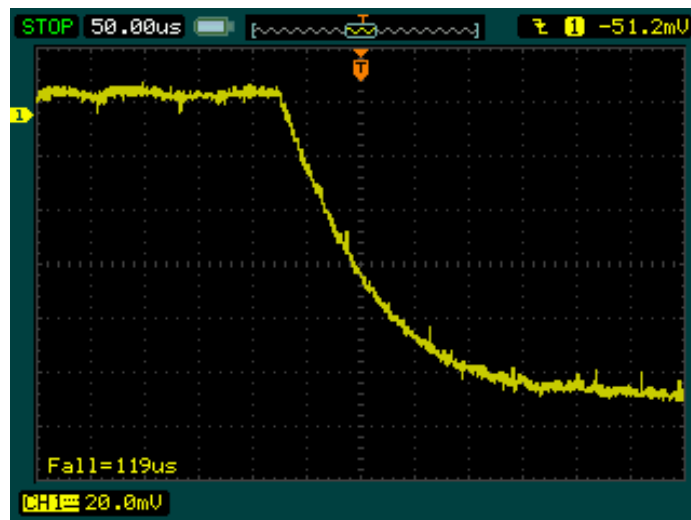


Рисунок 5.4 - Типова осцилограма спаду напруги холостого ходу після раптового припинення освітлювання Si-ФЕП, яку запам'ятовано на екрані цифрового осцилографу RIGOL DS1064B

За значеннями  $\tau_{nI}$ ,  $\tau_{nII}$  і  $\tau_{nIII}$ , отриманими при опрацюванні експериментальної осцилограми  $U_{XX} = U_{XX}(\tau)$ , для кожного значення  $\lambda_i$  слід розрахувати  $L_{nI}$ ,  $L_{nII}$  і  $L_{nIII}$  за формулою (5.1) та  $\tau_{n_{\text{еф}}}(\lambda_i)$  за формулою

$$\tau_{n_{\text{еф}}}(\lambda_i) = \left( \sum_{K=I}^{III} \frac{1}{\tau_{nK}(\lambda_i)} \right)^{-1}. \quad (5.5)$$

Величини  $L_{n_{\text{еф}}}(\lambda_i)$  розраховуються за формулою (5.1) при заміні у ній  $L_n$  на  $L_{n_{\text{еф}}}(\lambda_i)$ , а  $\tau_n$  на  $\tau_{n_{\text{еф}}}(\lambda_i)$ . Величину  $\mu_n$ , яка фігурує у формулі (5.1) можна визначити таким чином. За значенням  $\rho_p = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , користуючись графіком залежності питомого опору  $p\text{-Si}$  від  $N_A$ , наведеним у [5] (рис. 21 на стор. 38), або відповідними табличними даними, наведеними у [11] (табл. 1 на стор. 100-101), спочатку знаходиться концентрація  $N_A$  атомів акцепторної домішки (бора) у шарі  $p\text{-Si}$ . Після цього за знайденою величиною  $N_A$ , користуючись графіком залежності  $\mu_n$  від  $N_A$ , наведеним у [5] (рис. 18 на стор. 34), визначається величина  $\mu_n$ .

Нарешті за значеннями  $\tau_{n_{\text{еф}}}(\lambda_i)$  слід знайти ефективний час життя  $\tau_{n_{\text{еф}}}$  ННЗ, усереднений за всіма значеннями  $\lambda_i$ . Для цього необхідно скористатися формулою

$$\tau_{n_{\text{еф}}} = \frac{\sum_{i=1}^{i_{\text{max}}} \tau_{n_{\text{еф}}}(\lambda_i)}{i_{\text{max}}}. \quad (5.6)$$

Після цього ефективна дифузійна довжина  $L_{n_{\text{еф}}}$ , усереднена за всіма значеннями  $\lambda_i$ , знаходиться за формулою (5.1) при заміні у ній  $L_n$  на  $L_{n_{\text{еф}}}$ , а  $\tau_n$  на  $\tau_{n_{\text{еф}}}$ .

Усі необхідні для виконання завдання розрахунки рекомендується виконувати за допомогою програми електронних таблиць Excel.

Результати виконання завдання звести у таблицю, яку слід оформити подібно до наведеного нижче зразку (див. табл. 5.1). Після цього і

ознайомлення з відповідними джерелами інформації (наприклад, зокрема з [22]) обміркувати й обговорити причини збільшення ККД монокристалічних Si-ФЕП, подібних за походженням до досліджених, зі зменшенням товщини  $X_{БК}$  їхніх базових кристалів.

Таблиця 5.1 – Узагальнені результати проведених досліджень при довжинах хвиль випромінювання  $\lambda_1 = 525$  нм,  $\lambda_2 = 880$  нм,  $\lambda_3 = 940$  нм

Номер ФЕП	Номер виміру, $K$	$\tau_{нк}(\lambda_i)$ , мкс			$L_{нк}(\lambda_i)$ , мкм			$\tau_{n_{до}}$ , мкс	$L_{n_{до}}$ , мкм	X, мкм	ККД, %
		525	880	940	525	880	940				
1	I	+	+	+	+	+	+	+	+	280	13,1
	II	+	+	+	+	+	+				
	III	+	+	+	+	+	+				
	$\tau_{n_{эф}}(\lambda_i)$ , $L_{n_{эф}}(\lambda_i)$	+	+	+							
2	I	+	+	+	+	+	+	+	+	410	12,6
	II	+	+	+	+	+	+				
	III	+	+	+	+	+	+				
	$\tau_{n_{эф}}(\lambda_i)$ , $L_{n_{эф}}(\lambda_i)$	+	+	+							

## 6.2.6 Завдання № 6

### 6.2.6.1 Мета дослідження

Визначення спектральної залежності густини фотоструму монокристалічних Si-ФЕП з майже стовідсотково пропускарною світло фотоприймальною поверхнею від товщини дифузійного високолегованого шару їхньої діодної структури з боку цієї поверхні та від дифузійної довжини неосновних носіїв заряду у базовому кристалі з товщиною, більшою за останній вказаний параметр, при опромінюванні у режимі AM1,5G і обговорення впливу досліджених залежностей на ККД таких приладів.

### 6.2.6.2 Задача дослідження

Користуючись запропонованими вихідними даними: довжинами хвиль випромінювання  $\lambda_i$ , товщинами дифузійних високолегованих шарів  $X_{n^+}$ , спектральною залежністю швидкості надходження фотонів  $N_{\phi_0}(\lambda_i)$  до одиниці площі зовнішніх поверхонь цих шарів, спектральною залежністю коефіцієнта поглинання  $\alpha(\lambda_i)$  таких фотонів для монокристалічного кремнію і дифузійними довжинами  $L_n$  неосновних носіїв заряду (ННЗ) у базових кристалах Si-ФЕП та необхідними теоретичними уявленнями, - розрахувати залежності густини фотоструму  $J_\phi$  у монокристалічних Si-ФЕП від  $\lambda$ ,  $X_{n^+}$  й  $L_n$  для режиму їхнього опромінювання AM1,5G при товщині базових кристалів  $X_{БК} = 450$  мкм. Проаналізувати вплив досліджених залежностей на ККД таких приладів.

### 6.2.6.3 Загальна характеристика об'єктів дослідження

Об'єктами дослідження є монокристалічні Si-ФЕП з шаровою  $n^+ - p - p^+$  діодною структурою. Матеріал базових кристалів ФЕП – кремній марки КДБ-10 (кремній дірковий, легований бором, при 300 К має питомий опір  $\rho_p = 10$  Ом·см). Товщина базових кристалів вказана у п. 6.2.6.2. При такому її значенні практично вся компонента сонячного випромінювання з  $\lambda \leq 1,05$  мкм фотоелектрично активно поглинається у базових кристалах, що зумовлює певну величину повного фотоструму Si-ФЕП, яка згідно, наприклад, з [12, 22] відповідає співвідношенню

$$J_\phi = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\lambda_{ч2}} J_\phi(\lambda) d\lambda, \quad (6.1)$$

де  $\lambda_{ч2}$  - червона границя внутрішнього фотоефекту у напівпровіднику, яка розраховується за формулою

$$\lambda_{ч2} = hc/E_g, \quad (6.2)$$

$h$  – стала Планка;  $c$  – швидкість світла у вакуумі;  $E_g$  – ширина забороненої зони напівпровідника, яка у випадку кристалічного кремнію при 300 К складає 1,12 еВ.

Відповідно до [22]

$$J_{\phi}(\lambda, X_{n^+}, L_n) \approx q_e Q(\lambda, L_n) N_{\phi}(\lambda, X_{n^+}), \quad (6.3)$$

де  $q_e$  – абсолютне значення заряду електрона;  $Q(\lambda, L_n)$  – коефіцієнт збирання  $n^+$ - $p$  гомопереходом ННЗ (електронів), фотогенерованих у  $p$ -шарі, який у випадку  $L_n < X_p$  ( $X_p$  – товщина  $p$ -шару,  $X_p \approx X$ ) розраховується за формулою

$$Q(\lambda, L_n) = \frac{\alpha(\lambda) L_n}{1 + \alpha(\lambda) L_n}; \quad (6.4)$$

$N_{\phi}(\lambda, X_{n^+})$  – швидкість надходження фотонів з  $n^+$ -шару до одиниці площі поверхні контактуючого з ним  $p$ -шару, яка розраховується за формулою

$$N_{\phi}(\lambda, X_{n^+}) = N_{\phi_0}(\lambda) \exp[-\alpha(\lambda) X_{n^+}]. \quad (6.5)$$

Дифузійні довжини  $L_n$  неосновних носіїв заряду у  $p$ -шарах монокристалічних  $Si$ -ФЕП наведено у таблиці 6.1 (див. п. 6.2.6.4).

Високолеговані фосфором дифузійні  $n^+$ -шари зі сторони фотоприймальної поверхні  $Si$ -ФЕП мають товщини  $X_{n^+}$ , наведені теж у таблиці 6.1 (див. п. 6.2.6.4). Ці шари сформовані під текстурованими і максимально просвітленими фотоприймальними поверхнями базових кристалів, завдяки чому коефіцієнт відбиття світла від них не більше 0,01. Тому можна вважати, що швидкості надходження фотонів крізь одиницю площі зовнішніх поверхонь цих шарів у їхній підповерхневий матеріал практично дорівнюють  $N_{\phi_0}(\lambda_i)$ . Дифузійні  $p^+$ -шари зі сторони тилової поверхні усіх ФЕП мають товщину  $X_{p^+} \approx 0,6$  мкм і є додатково підлегованими бором. Усереднена за товщиною кожного  $p^+$ -шару концентрація атомів цієї повністю іонізованої акцепторної домішки  $\langle N_A \rangle^+ \approx 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Це практично



виключає поверхневу рекомбінацію з тилового боку базових кристалів і забезпечує високоякісний омичний контакт металевих струмозбиральних електродів до  $p^+$ -шарів.

Поверх  $n^+$ -шарів усіх ФЕП знаходяться фронтальні струмознімальні металеві плівкові електроди у вигляді гребінок для забезпечення можливості проникнення квантів світла між полосковими елементами гребінки у напівпровідникову діодну структуру ФЕП. Поверх  $p^+$ -шарів усіх ФЕП знаходяться тиллові струмознімальні суцільні металеві плівкові електроди.

6.2.6.4 Необхідні для розрахунків вихідні дані та стислі рекомендації щодо методики вирішення задачі дослідження

Таблиця 6.1 – Вихідні дані щодо дифузійних довжин  $L_n$  неосновних носіїв заряду у  $p$ -шарах і товщин  $X_{n+}$  високолегованих фосфором дифузійних  $n^+$ -шарів монокристалічних Si-ФЕП

Номер ФЕП, $k$	1	2	3	4	5	6	7	8
$L_n$ , мкм	400	400	400	400	200	200	200	200
$X_{n+}$ , мкм	0,1	0,2	0,8	1,0	0,1	0,2	0,8	1,0

Таблиця 6.2 - Перелік довжин хвиль  $\lambda_i$ , котрі треба взяти до уваги при виконанні завдання

$i$	1	2	3	4	5	6
$\lambda_i$ , мкм	0,35	0,45	0,55	0,85	0,95	1,05

Кількісні значення  $N_{\phi_0}(\lambda_i)$  при режимі опромінювання AM1,5G визначаються за графіком 1, наведеним у [6] (див. рис. 6 на стор. 396), а кількісні значення  $\alpha(\lambda_i)$  визначаються за відповідним графіком, наведеним у п. 6.2.5.4 на рис. 5.2. Слід зазначити, що згаданий графік 1 є залежністю  $N_{\phi_0}$  не від  $\lambda$ , а від енергії фотонів

$$E_{\phi} = h\nu = hc/\lambda \quad (6.6)$$

Тому для його правильного використання спочатку необхідно за наведеними у табл. 6.2 значеннями  $\lambda_i$  знайти згідно з [6] відповідні до них значення  $E_{\phi_i}$  таким чином

$$E_{\phi_i} (eB) = 1,24 / \lambda_i (\text{мкм}), \quad (6.7)$$

Для розрахунку  $J_{\phi_{ik}}(\lambda_i, X_{n^+_{k}}, L_{n_k})$  за формулою (6.3) заздалегідь необхідно визначити  $Q_{ik}(\lambda_i, L_{n_k})$  та  $N_{\phi_{ik}}(\lambda_i, X_{n^+_{k}})$ , де  $k$  – номер  $Si$ -ФЕП у таблиці 6.1. Перша з цих шуканих величин визначається за формулою (6.4), друга – за формулою 6.5.

При аналізуванні впливу досліджених залежностей  $J_{\phi_{ik}}(\lambda_i, X_{n^+_{k}}, L_{n_k})$  на ККД монокристалічних  $Si$ -ФЕП бажано скористатися відповідною інформацією, наприклад, з [6, 12, 21, 22], а також значеннями, знайденими за формулою

$$\gamma_{ik} = N_{\phi_{ik}}(\lambda_i, X_{n^+_{k}}) / N_{\phi_0}(\lambda_i) = \exp[-\alpha(\lambda_i) X_{n^+_{k}}], \quad (6.8)$$

котра впливає з формули (6.5). Величина  $\gamma_{ik}$  у формулі (6.8) характеризує частку  $N_{\phi_{ik}}(\lambda_i, X_{n^+_{k}})$  від  $N_{\phi_0}(\lambda_i)$  на границі  $p$ -шару з  $n^+$ -шаром  $Si$ -ФЕП з номером  $k$  (див. табл. 6.1) після поглинання певної порції фотонів з  $\lambda_i$  у  $n^+$ -шарі з товщиною  $X_{n^+_{k}}$ .

Для систематизованого узагальнення результатів розрахунків, необхідних для виконання завдання, їх слід занести до таблиці, яка за формою має відповідати таблиці 6.3.

Таблиця 6.3 – Результати розрахунків за формулами (6.3)-(6.8) при заданих у таблицях 6.1 і 6.2 значеннях  $\lambda_i$ ,  $X_{n_k^+}$  та  $L_{n_k}$

$i$	1	2	3	4	5	6	$\sum_{i=1}^6 J_{\phi_{ik}}$ , МА·см <sup>-2</sup>
$\alpha(\lambda_i)$ , мкм <sup>-1</sup>	+	+	+	+	+	+	
$E_{\phi_i}$ , еВ	+	+	+	+	+	+	
$N_{\phi_0}(\lambda_i)$ , см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	+	+	+	+	+	+	
$Q_{ik}(k=1-4)$ , відн. од.	+	+	+	+	+	+	
$Q_{ik}(k=5-8)$ , відн. од.	+	+	+	+	+	+	
$\gamma_{ik}(k=1;5)$ , відн. од.	+	+	+	+	+	+	
$N_{\phi_{ik}}(k=1;5)$ , см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	+	+	+	+	+	+	
$J_{\phi_{ik}}(k=1)$ , МА·см <sup>-2</sup>	+	+	+	+	+	+	+
$J_{\phi_{ik}}(k=5)$ , МА·см <sup>-2</sup>	+	+	+	+	+	+	+
$\gamma_{ik}(k=2;6)$ , відн. од.	+	+	+	+	+	+	
$N_{\phi_{ik}}(k=2;6)$ , см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	+	+	+	+	+	+	
$J_{\phi_{ik}}(k=2)$ , МА·см <sup>-2</sup>	+	+	+	+	+	+	+
$J_{\phi_{ik}}(k=6)$ , МА·см <sup>-2</sup>	+	+	+	+	+	+	+
$\gamma_{ik}(k=3;7)$ , відн. од.	+	+	+	+	+	+	
$N_{\phi_{ik}}(k=3;7)$ , см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	+	+	+	+	+	+	
$J_{\phi_{ik}}(k=3)$ , МА·см <sup>-2</sup>	+	+	+	+	+	+	+
$J_{\phi_{ik}}(k=7)$ , МА·см <sup>-2</sup>	+	+	+	+	+	+	+
$\gamma_{ik}(k=4;8)$ , відн. од.	+	+	+	+	+	+	
$N_{\phi_{ik}}(k=4;8)$ , см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	+	+	+	+	+	+	
$J_{\phi_{ik}}(k=4)$ , МА·см <sup>-2</sup>	+	+	+	+	+	+	+
$J_{\phi_{ik}}(k=8)$ , МА·см <sup>-2</sup>	+	+	+	+	+	+	+

Усі необхідні для виконання завдання розрахунки рекомендується виконувати за допомогою програми електронних таблиць Excel.

### **6.2.7 Завдання № 7**

#### 6.2.7.1 Мета дослідження

Придбання навиків дослідження методом темної вольт-фарадної характеристики ключових параметрів випрямляючих переходів і прилеглого до них об'єму базових напівпровідникових шарів у виробках електронної техніки з діодними шаровим структурами, до складу яких входять шари мікронних та субмікронних розмірів.

#### 6.2.7.2 Задача дослідження

Виміряти темнові вольт-фарадні характеристики (ВФХ) двох ФЕП різного походження зі зворотно зміщеними за напругою  $p-n$  переходами, після чого шляхом відповідного аналітичного опрацювання виміряних ВФХ для кожного ФЕП визначити: якісний і кількісний характер розподілу концентрації не скомпенсованої легуючої домішки безпосередньо поблизу границі  $p-n$  переходу; висоту і ширину потенційного бар'єру  $p-n$  переходу у відсутності зміщувальної напруги; максимальне значення вбудованого у  $p-n$  переході електричного поля за відсутністю зміщувальної напруги. Користуючись результатами опрацювання темнових ВФХ визначити тип і метод створення  $p-n$  переходу кожного з досліджених ФЕП та який з цих  $p-n$  переходів є кращим з точки зору забезпечення найбільш ефективної роботи ФЕП.

#### 6.2.7.3 Загальна характеристика об'єктів дослідження

Об'єкти дослідження: ФЕП № 1 на основі базового кристалу з кремнію марки КДБ-10 (кремній дірковий, легований бором, при 300 К має питомий опір  $\rho_p = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ); ФЕП № 2 на основі напівпровідникової полікристалічної плівкової гетероструктури  $n^+ \text{-ITO}/n \text{-CdS}/p \text{-CdTe}$ . Решту інформації щодо цих двох ФЕП, необхідної для виконання завдання, наведено у табл. 7.1.

Таблиця 7.1 – Характеристика основних елементів конструкції досліджуваних ФЕП

Но ме р  Ф Е П	Шарова діодна структура					Просвітлювальне покриття		Струмознімальні електроди			
	<i>n</i> -шар		<i>p</i> -шар		Площа $S$ , см <sup>2</sup>	Матеріал	Товщина, мкм	Фронтальний		Тиловий	
	Матеріал	Товщина, мкм	Матеріал	Товщина, мкм				Тип	Матеріал	Тип	Матеріал
1	Сильно легований монокристалічний <i>Si</i>	1,0	Легований бором монокристалічний <i>Si</i>	450	1,00	<i>TiO<sub>2</sub></i>	0,08	Вузька квадратна рамка за периметром <i>n<sup>+</sup></i> -шару	Метал	Суцільний шар	Метал
2	Полікристалічний <i>CdS</i> , легований індієм (донорна домішка)	0,5	Полікристалічний <i>CdTe</i> з вакансіями <i>Cd</i> - акцепторна домішка	4	0,12	Нема	-	Суцільний прозорий високопровідний шар	Індійолов'яний оксид – ІТО завтовшки 0,5 мкм	Суцільний шар	Метал

6.2.7.4 Стислі рекомендації щодо методів дослідження і опрацювання отриманих результатів та посилання на вихідні джерела інформації

Дослідження темнових ВФХ є широко розповсюдженим методом одержання якісної та кількісної інформації щодо просторового розподілу заряду в шарових напівпровідникових структурах, а також щодо

енергетичних, концентраційних та інших електронних параметрів таких об'єктів [25, 26]. Цей метод полягає у експериментальному вивченні залежності величини бар'єрної ємності  $C_B$  затемненої напівпровідникової діодної структури від зміщувальної напруги  $U < 0$ , яку подано на досліджуваний зразок у зворотному для  $p-n$  переходу напрямку, і в наступному аналітичному опрацюванні експериментально вимірної ВФХ ( $C_B = C_B(U)$ ) із залученням відповідних теоретично отриманих співвідношень.

Для напівпровідникових структур з різким  $p-n$  переходом або з бар'єром Шоттки, вольт-фарадні характеристики котрих згідно з [5, 7] як при  $U > 0$  (напруга прямого зміщення переходу), так і при  $U < 0$  (напруга зворотного зміщення переходу) описуються співвідношенням

$$C_B = S \left\{ q_e \varepsilon_0 \varepsilon N / [2(\varphi - U)] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (7.1)$$

де  $S$  – площа  $p-n$  переходу або бар'єру Шоттки;  $q_e$  – абсолютне значення заряду електрона;  $\varepsilon_0$  – електрична стала;  $\varepsilon$  – відносна діелектрична проникність напівпровідника:  $\varepsilon_{Si} = 11,9$  [6],  $\varepsilon_{CdTe} = 10,6$  [27];  $N$  – зведена концентрація домішки у діодній структурі (тлумачення якої див. у [26]);  $\varphi$  – висота випрямляючого переходу у одиницях потенціалу.

Методику аналітичного опрацювання таких ВФХ при  $U < 0$  з метою знаходження більшості параметрів, зазначених у задачі дослідження, детально викладено у [26].

Між тим, якщо  $p-n$  перехід виготовлено шляхом дифузії, наприклад, донорної домішки з поверхні  $p$ -шару у його об'єм з початковою концентрацією  $N_{A_0}$  однорідно розподіленою за ним акцепторної домішки, то концентрація донорної домішки у приповерхневому об'ємі  $p$ -шару змінюється в залежності від відстані  $x$  до його зовнішньої поверхні за законом

$$N_D(x) = N_{Dn} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{x}{2\sqrt{D_D t_D}} \right) \right], \quad (7.2)$$

де  $N_{Dn}$  - концентрація донорної домішки на поверхні  $p$ -шару;  $D_D$  – коефіцієнт дифузії донорної домішки;  $t_D$  – тривалість дифузії донорної домішки.

Тому такий  $p$ - $n$  перехід зветься плавним, а концентрація не скомпенсованої домішки по обидва боки від його границі, якій відповідає координата  $x = x_0$ , залежить від  $x$  згідно з [25] наступним чином

$$N(x) = N_{A_0} - N_D(x) = N_{A_0} - N_{Dn} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{x}{2\sqrt{D_D t_D}} \right) \right]. \quad (7.3)$$

При  $x_0 > 0,5$  мкм, що характерно для частини сучасних монокристалічних  $Si$ -ФЕП, співвідношення (7.3) значно спрощується до такого

$$N(x) = a(x - x_0), \quad (7.4)$$

де  $a = \left[ \frac{dN(x)}{dx} \right]_{x=x_0}$  - градієнт концентрації домішок у  $p$ - $n$  переході.

У зв'язку з характером співвідношення (7.4) цей плавний  $p$ - $n$  перехід зветься  $p$ - $n$  переходом з лінійним розподілом концентрації не скомпенсованих домішок або лінійним  $p$ - $n$  переходом.

Для діодних структур з лінійними  $p$ - $n$  переходами ВФХ згідно з [5, 7] як при  $U > 0$ , так і при  $U < 0$  описується загальним співвідношенням

$$C_B = S \left\{ q_e (\varepsilon_0 \varepsilon)^2 a / [12(\varphi - U)] \right\}^{\frac{1}{3}}, \quad (7.5)$$

котре перш за все якісно суттєво відрізняється від виразу (7.1) для ВФХ діодних структур з різким  $p$ - $n$  переходом за характером залежності  $C_B$  від  $U$ .

Тому, якщо виміряна ВФХ спрямляється у координатах  $\left(\frac{S}{C_B}\right)^3; U$ , як це схематично показано на рис. 7.1, то  $p-n$  перехід досліджуваної діодної структури є плавним з лінійним розподілом концентрації не скомпенсованих домішок.

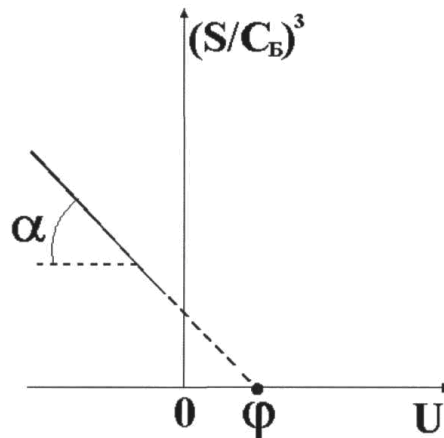


Рисунок 7.1 – Схематичне зображення графіка темної ВФХ плавного  $p-n$  переходу, лінеаризованої у координатах  $\left(\frac{S}{C_B}\right)^3; U$

Графіку на рис. 7.1 відповідає співвідношення

$$\left(\frac{S}{C_B}\right)^3 = \frac{12(\varphi - U)}{e(\varepsilon_0 \varepsilon)^2 a}, \quad (7.6)$$

яке легко отримати зі співвідношення (7.5).

Зі співвідношення (7.6) і графіка на рис. 7.1 видно, що

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{12}{e(\varepsilon_0 \varepsilon)^2 a}, \quad (7.7)$$

звідки

$$a = \frac{12}{e(\varepsilon_0 \varepsilon)^2 \operatorname{tg} \alpha} \quad (7.8)$$



Відповідно до рівняння (7.6), продовження прямолінійного відрізка графіка на рис. 7.1 у перший квадрант приводить до його перетинання з віссю абсцис у точці  $\varphi$ . Таким чином, графічна ідентифікація точки на осі абсцис, що відповідає умові

$$U \Big|_{\left(\frac{S}{N_A}\right)^3=0} = \varphi, \quad (7.9)$$

дозволяє визначити висоту потенційного бар'єра  $\varphi$  у одиницях потенціалу, після чого цей параметр у джоулях можна розрахувати за формулою

$$\Phi = q_e \varphi, \quad (7.10)$$

куди  $\varphi$  треба підставити у вольтах. Для перерахунку  $\Phi$  у еВ слід скористатися таким співвідношенням між еВ і Дж

$$1 \text{ еВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}. \quad (7.11)$$

Необхідно мати на увазі, що співвідношення (7.4) є правдивим тільки в межах ширини  $W$  лінійного  $p$ - $n$  переходу, яка залежить від  $U$  таким чином

$$W = \left[ 12 \varepsilon_0 \varepsilon (\varphi - U) / (q_e a) \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (7.12)$$

З цього співвідношення видно, що при  $U = 0$  ширину лінійного переходу можна розрахувати за формулою

$$W_0 = \left[ 12 \varepsilon_0 \varepsilon \varphi / (q_e a) \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (7.13)$$

Разом з тим зазначимо, що у випадку різкого  $p$ - $n$  переходу згідно з [5, 7]

$$W = \left[ 2 \varepsilon_0 \varepsilon (\varphi - U) / (q_e N) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (7.14)$$

звідки

$$W_0 = \left[ 2 \varepsilon_0 \varepsilon \varphi / (q_e N) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (7.15)$$

Оскільки

$$C_B(U) = \varepsilon_0 \varepsilon S / W(U), \quad (7.16)$$

то  $W(U)$ , а слід і  $W_0$ , можна визначити не тільки за формулами (7.12)-(7.14), але й безпосередньо за експериментальною ВФХ, користуючись відповідно формулами

$$W(U) = \varepsilon_0 \varepsilon S / C_B(U) \quad (7.17)$$

та

$$W_0 = \varepsilon_0 \varepsilon S / C_{B_0}, \quad (7.18)$$

де

$$C_{B_0} = C_B|_{U=0}. \quad (7.19)$$

Згідно з задачею дослідження нижче наведено також рекомендації щодо методів розрахунку максимального значення  $E_m$  вбудованого у  $p$ - $n$  переході електричного поля при  $U = 0$  та кількісного характеру розподілу  $N(x)$  концентрації не скомпенсованої легуючої домішки безпосередньо поблизу границі  $p$ - $n$  переходу.

Згідно з [5] у випадку різкого  $p$ - $n$  переходу

$$E_m \approx q_e N W_0 / (\varepsilon_0 \varepsilon), \quad (7.20)$$

а у випадку плавного лінійного  $p$ - $n$  переходу

$$E_m = q_e a W_0^2 / (8 \varepsilon_0 \varepsilon). \quad (7.21)$$

Щодо кількісного визначення  $N(x)$ , то у випадку різкого  $p$ - $n$  переходу з  $n$ -шаром під зовнішньою поверхнею і  $p$ -шаром за ним у діапазоні

$$x_0 - W_n \leq x \leq x_0, \quad (7.22)$$

де  $W_n$  – область збіднення основними носіями заряду з боку  $n$ -шару,

$$N(x) = N_D = \text{const.}, \quad (7.23)$$

де  $N_D$  – концентрація донорної домішки у об'ємі  $n$ -шару,

а у діапазоні

$$x_0 \leq x \leq x_0 + W_p, \quad (7.24)$$

де  $W_p$  – область збіднення основними носіями заряду з боку  $p$ -шару,

$$N(x) = N_A = \text{const.}, \quad (7.25)$$

де  $N_A$  – концентрація акцепторної домішки у об'ємі  $p$ -шару.

Величини  $W_n$ ,  $W_p$  і  $W$  пов'язані між собою очевидним співвідношенням

$$W = W_n + W_p. \quad (7.26)$$

У випадку плавного лінійного  $p$ - $n$  переходу з  $n$ -шаром під зовнішньою поверхнею і  $p$ -шаром за ним у діапазоні

$$x_0 - W/2 \leq x \leq x_0 + W/2 \quad (7.27)$$

величина  $N(x)$  розраховується згідно зі співвідношенням (7.4). За межами діапазону, визначеного співвідношенням (7.27), лінійність залежності  $N = N(x)$  суттєво порушується, у зв'язку з чим співвідношення (7.4) є коректним тільки в межах ширини плавного лінійного  $p$ - $n$  переходу. Тому, по суті справи, у часті задачі щодо кількісного визначення розподілу  $N(x)$  безпосередньо поблизу границі такого  $p$ - $n$  переходу достатньо, користуючись співвідношенням (7.4), розрахувати  $N(x)$  при  $x_1 = x_0 - W_0/2$  і при  $x_2 = x_0 + W_0/2$ . Кінцеву формулу для вказаного розрахунку слід отримати самостійно.

При виконанні експериментальної частини завдання вимірювання темнових ВФХ досліджуваних об'єктів здійснюються приладом «Вимірювач  $L$ ,  $C$ ,  $R$  цифровий Е7-12» відповідно до інструкції з його експлуатації, яка знаходиться на відповідному робочому місці. Виміряні значення  $C_{B_k}$  (де  $k$  – номер ФЕП згідно з табл. 7.1) в залежності від  $U$  слід занести до таблиці, яка за формою має відповідати табл. 7.2, наведеній нижче.

Таблиця 7.2 – Виміряні значення  $C_{B_1}$  і  $C_{B_2}$  в залежності від  $U$  при експериментальному дослідженні темнових вольт-фарадних характеристик ФЕП № 1 і ФЕП № 2

$U, \text{В}$	-0,4	-0,5	-0,6	-0,7	-0,8	-0,9	-1,0	-1,2	-1,4	-1,6	-1,8	-2,0
$C_{B_1}, \Phi$												
$C_{B_2}, \Phi$												

Після опрацювання цих експериментальних темнових ВФХ згідно з наданими вище рекомендаціями результати визначення параметрів досліджуваних ФЕП, які перелічено у задачі дослідження, слід занести до таблиці, яка за формою має відповідати табл. 7.3, наведеній нижче.

Таблиця 7.3 – Результати визначення параметрів досліджуваних ФЕП, які перелічено у задачі дослідження

Номер ФЕП	1	2
Тип $p-n$ переходу		
$W_0, \text{мкм}$		
$a, \text{см}^{-4}$		
$N, \text{см}^{-3}$		
$N(x_0 - W_0/2), \text{см}^{-3}$		
$N(x_0 + W_0/2), \text{см}^{-3}$		
$\varphi, \text{В}$		
$\Phi, \text{еВ}$		
$E_m, \text{В/см}$		

Усі необхідні для виконання завдання розрахунки рекомендується виконувати за допомогою програми електронних таблиць Excel.

Для визначення методу створення  $p-n$  переходу кожного з досліджених ФЕП та того, який з цих  $p-n$  переходів є кращим з точки зору забезпечення найбільш ефективної роботи ФЕП, необхідно досконало ознайомитись з відповідною інформацією, котра міститься, наприклад, у джерелах [6, 12, 14, 15, 22, 28].

## 7. ЗАВДАННЯ ДО КУРСОВОЇ РОБОТИ З РОЗДІЛУ «ТЕХНОЛОГІЯ МАТЕРІАЛІВ ДЛЯ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДОВИХ СТРУКТУР»

Мета. Ознайомитись з методами синтезу напівпровідників та їх полі- і монокристалів та шарів цих матеріалів на підкладках. Навчитися робити прості технологічні розрахунки.

### 7.1 Синтез напівпровідникових матеріалів

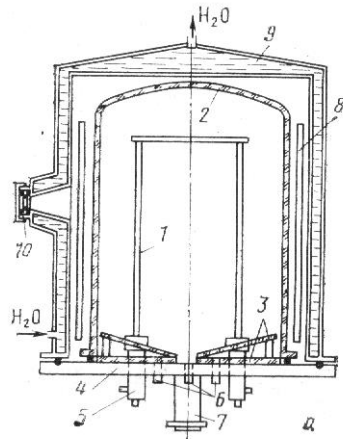
#### 7.1.1 Теоретичні відомості

Основною матеріальною базою мікро- та наноелектроніки є особливо чисті матеріали. І хоча використовується майже вся таблиця Менделєєва, найбільшу частку цих матеріалів займають напівпровідники та діелектрики, серед яких в свою чергу, максимальну долю має кремній Si, слідом йдуть такі матеріали, як арсенід галію GaAs, арсенід індію InAs, фосфіди галію та індію GaP, InP, антимоніди індію та алюмінію InSb, AlSb, оксиди цинку ZnO, індію In<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, олова SnO<sub>2</sub>, алюмінію Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (сапфір) та ін. Ці матеріали слугують як в якості підкладок на яких будують прилади мікро- та наноелектроніки, так і робочими тілами цих приладів. Тому синтез цих матеріалів починає всю напівпровідникову технологію виготовлення приладів мікро-, а на тепер вже і наноелектроніки.

Пройшовши попереднє багатоступеневе очищення матеріали, які входять до складу напівпровідників поступають на першу операцію, з якої власне і починається мікро- і наноелектроніка – це синтез полікристалічних напівпровідників. На операцію синтезу компоненти напівпровідникових матеріалів поступають або в вигляді чистого матеріалу, наприклад, As, Ga, In, Sb, або у вигляді очищених проміжних сполук, наприклад трихлорсілану SiHCl<sub>3</sub> (ТХС) або сілану SiH<sub>4</sub> з яких вже і одержують полікристалічні напівпровідники.

Більшість високо чистого полікристалічного кремнію на сьогодні одержують за допомогою водневого відновлення ТХС за реакцією SiHCl<sub>3</sub> +

$\text{H}_2 \xrightarrow{t=950-1100^\circ\text{C}} \text{Si} + 3\text{HCl}$ , та термічного розкладання сілану  $\text{SiH}_4$   
 $\xrightarrow{t=1000^\circ\text{C}} \text{Si} + 2\text{H}_2$ . Ці реакції відбуваються в спеціальному реакторі (рис.7 1), в який подається суміш ТХС і  $\text{H}_2$  в пропорціях від 1:1 до 1:15, а кремній, який виділяється в реакціях осаджується на затравках у вигляді прутків утворюючи полікристалічні зливки.



1 – кремнійовий пруток – основа; 2 – внутрішній кварцовий ковпак;  
 3 – донні кварцові екрани; 4 – металевий піддон; 5 – охолоджуваний водою струмопровід; 6 – патрубки для введення газової суміші; 7 – патрубков для виведення газової суміші; 8 – стартовий нагрівач; 9 – охолоджуваний водою металевий ковпак; 10 – вікно

Рисунок 7.1. Схема реактору для одержання стрижнів полікристалічного кремнію водневим відновленням трихлорсілану та термічним розкладенням сілану

Корисний вихід складає до 60%. Діаметр стрижня кремнію зростає по закону:

$$D_\tau = D_0 + 2\omega\tau/\gamma, \quad (7.1)$$

де  $D_\tau$  і  $D_0$  – діаметри стрижня (см) на початку процесу і після деякого часу  $\tau$  (годин),  $\omega$  – питома швидкість осадження кремнію з газової фази (г/(см<sup>2</sup>год.)),  $\gamma$  – густина твердого кремнію ( $\gamma = 2.33\text{г/см}^3$ ).

Оскільки площа поверхні ( $F$ ) в процесі осадження зростає в наслідок зростання діаметру стрижня, то необхідно пропорційно збільшувати швидкість подачі газової суміші ( $q$ ) до реактору:

$$q_\tau/q_0 = F_\tau/F_0 = D_\tau/D_0 = 1 + 2\omega\tau/(D_0\gamma). \quad (7.2)$$

По рівнянню (2) можна розрахувати програму зміни швидкості подачі ТХС в реактор. Ця програма має лінійний характер з кутом нахилу

$$\text{tg}\beta = 2\omega/(D_0\gamma). \quad (7.3)$$

Швидкість подачі газової суміші пов'язана зі швидкістю осадження полікристалічного матеріалу співвідношенням

$$q = F\omega K/\eta, \quad (7.4)$$

де  $K = M_r/M_\tau$  – відношення мольних мас речовини в газовій та твердій фазах;  $\eta$  – доля виходу твердої фази з газової.

Питома швидкість осадження кремнію може бути визначена за допомогою рівняння

$$\omega = \Delta m/(\tau F_{\text{cp}}) = 2\Delta m/(\tau L\pi(D_\tau + D_0)), \quad (7.5)$$

де  $\Delta m$  – зміна маси кремнію (г), осадженого за час  $\tau$  (годин);  $L$  – довжина зливка. В свою чергу

$$\Delta m = m_\tau - m_0, \quad (7.6)$$

де маси обчислюють за допомогою відомої формули  $\gamma = m/V$ , враховуючі, що стрижень має форму циліндру.

Користуючись наведеними співвідношеннями можна розрахувати деякі параметри технологічних процесів.

Велика кількість напівпровідникових сполук належать до сполук, які розкладаються, при підвищенні температури. Ще до досягнення точки плавлення вони починають розкладатися виділяючи легко летючий елемент, який входить до складу таких сполук.

В якості летючих елементів у склад напівпровідникових сполук зазвичай входять As, Se, Te.

Основним методом синтезу багатьох напівпровідникових сполук що розкладаються є синтез заснований на взаємодії розплаву не летючої компоненти з паром летючої. Реактори для синтезу можуть мати геометричну або квазігерметичну конструкцію (рис. 7.2).

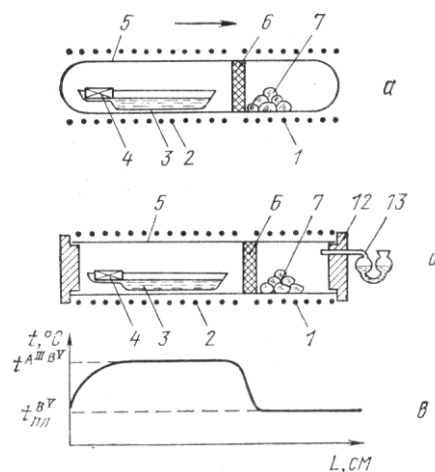


Рисунок 7.2. Схеми герметичного (а) та квазігерметичного (б) реакторів, які використовуються для синтезу сполук, що розкладаються суміщені з вирощуванням монокристалів за допомогою методу горизонтальної направленої кристалізації

Синтез проводиться за наступною схемою. Після відкачки та герметизації реактора, проводиться плавка не летючої компоненти і нагрів її до температури, що перевищує температуру плавлення сполуки яка синтезується. Після цього нагрівається летюча компонента до температури, яка забезпечує створення в об'ємі реактора тиску його парів, що перевищує рівноважний тиск над розплавом сполук стехіометричного складу. Потім розплав витримується на протязі часу який необхідний для поглинання



стехіометричної кількості летючої компоненти. Цей час можна розрахувати за формулою:

$$\tau = -\frac{V}{F\alpha} \left( \ln \frac{C_p - C}{C_p - C_0} \right) \quad (7.7)$$

де  $V$  – об’єм розплаву що синтезується,  $C_p$ ,  $C_0$ ,  $C$  – рівноважна, початкова і поточна концентрація летючої компоненти у розплаві;  $F$  – площа контакту розплаву з газовою фазою;  $\alpha$  – коефіцієнт випаровування (або взаємодії (см/с)).

Після закінчення часу  $\tau$  проводиться кристалізація розплаву з отриманням полі- або монокристала.

Маси компонентів напівпровідникового матеріалу, що синтезується, розраховується виходячи із маси  $m(\text{г})$ , яку необхідно отримати. Наприклад, для двохкомпонентного напівпровідникового з’єднання

$$m = m_1 + m_2; m = Mm_a, m_1 = M_1m_a, m_2 = M_2m_a \quad (7.8)$$

$$m_1 = \frac{mM_1}{M}, m_2 = \frac{mM_2}{M} \text{ або } m_2 = m - m_1,$$

де  $M_i$  – молярні маси компонентів або з’єднання,  $m_a$  – атомна одиниця маси,  $m_i$  – маси компонентів.

При цьому для летючої компоненти необхідно врахувати додаткові витрати на заповнення нею об’єму реактора. Маса летючої компоненти, необхідна для заповнення об’єму реактора розраховується за допомогою рівняння Менделєєва – Клапейрона:

$$m_{\text{лет.}}^{3.0} = \frac{PVA_{l,v}^n}{RT}, \quad (7.9)$$

де  $A_{l,v}^n = nM_l$  – відносна маса молекул летючої компоненти в умовах синтезу,  $n$  – число атомів, які входять до складу молекул газу летючої

компоненти. При синтезі у квазігерметичному реакторі необхідно також врахувати можливі втрати летючої компоненти додаючи його маси які отримані за формулами (7) і (9) і додаючи до отриманого результату можливі втрати.

### 7.1.2 Завдання

7.1.2.1 Розрахувати програму зміни швидкості подачі трихлорсілану в реактору водневого відновлення при одержанні полікристалічного стрижня кремнію довжиною  $L = 1$  м і діаметром  $D$  ? мм в умовах коли питома швидкість осадження дорівнює  $w$  ? г/(см<sup>2</sup>год.), початковий діаметр кремнійового стрижня основи 6 мм.

	1	14	11	19	5
$D$ , мм	125	150	150	200	250
$w$ , г/(см <sup>2</sup> год.)	0.05	0.07	0.06	0.07	0.06
$\eta$ , %	25	20	30	30	30

7.1.2.2 Розрахувати час процесу вирощування полікристалу кремнію і масу матеріалу, що наріс якщо початковий діаметр прутка складав 6 мм, кінцевий діаметр  $D$  одержаного полікристалу –? мм, довжина  $L = 1$  м, питома швидкість осадження  $w$ ? г/(см<sup>2</sup>\*ч), густина кремнію 2,33 г/см<sup>3</sup>.

	2	16	10	13	21	6
$D$ , мм	75	100	125	150	125	150
$w$ , г/(см <sup>2</sup> год.)	0.05	0.04	0.06	0.07	0.06	0.04

7.1.2.3 Розрахувати час синтезу  $m$  ? кг розплаву {фосфіду індію InP; фосфіду галію GaP; арсеніду галію GaAs; арсеніду індію InAs} в квазігерметичному реакторі в наступних умовах: внутрішній діаметр тиглю  $D$  ? мм, рівноважна концентрація пара {фосфору; миш'яку} при заданому тиску його пара над розплавом  $C_p$ , коефіцієнт взаємодії  $\alpha$  ? см/с,

концентрація на початку процесу  $C_0 = 0$ , густина {InP – 4.78 г/см<sup>3</sup>; GaP – 4.07 г/см<sup>3</sup>; GaAs – 5.32 г/см<sup>3</sup>; InAs – 5.67 г/см<sup>3</sup>}

	3	20	9	17	7
матеріал	GaP	GaP	GaAs	InP	InAs
$m$ , кг	3.5	4	3	4.5	3.2
$D$ , мм	110	120	100	125	100
$\alpha$ , см/с	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
$C_p$ , %	56	54	54	56	54

7.1.2.4 Розрахувати маси {фосфору, індію, галію, миш'яку} необхідні для синтезу  $m$  ? кг {фосфіду індію InP; фосфіду галію GaP; арсеніду галію GaAs; арсеніду індію InAs} в квазігерметичному реакторі. Вільний об'єм реактора  $V_p$  ? дм<sup>3</sup>, середня температура стінок 750°C, тиск пару  $P$  {фосфору; миш'яку} ? МПа, втрати {фосфору; миш'яку} в ході процесу  $\eta$ , ? %. ( $R=8,21 \cdot 10^{-3}$  дм<sup>3</sup>/(МПа\*К), In – 114.82, P – 30.97, Ga – 69.72, As – 74.92). Вважати, що число атомів, які входять до складу молекул фосфору в газовій фазі дорівнює 4, а для миш'яку - 2.

	15	4	12	18	8
матеріал	GaP	GaP	GaAs	InP	InAs
$m$ , кг	5	4	3	4.5	3.5
$V_p$ , дм <sup>3</sup>	1.7	1.5	1.2	1.5	1.4
$P$ , МПа	4	4	3	4	3
$\eta$ , %	5	6.5	5	6	6.5

## 7.2 Вирощування легованих напівпровідникових монокристалів

### 7.2.1 Теоретичні відомості

Наступний крок на шляху до створення функціональних приладів є отримання і легування монокристалів для придання їм завданих електричних властивостей. Для легування в кристал вводять атоми речовин які, займаючи

визначені положення в кристалічній решітці, створюють активні електричні центри. Ці центри здатні або віддавати електрон у зону провідності напівпровідника створюючи провідність  $n$ -типу, або забирати електрон із валентної зони, створюючи провідність  $p$ -типу. В залежності від необхідного типу провідності обирається легуюча домішка, але при цьому існує і додаткове обмеження пов'язане з тим, що для заданого кристала кожна домішка має свою межу розчинності і, відповідно, може забезпечити обмежений рівень легування. Відносна гранична концентрація домішки, що розчиняється у кристалі при  $T_{\text{пл}}$  пов'язана з коефіцієнтом розподілу  $k$ :  $x_A^B = 0,1k$  (ат. частки), а концентрацію домішки можна розрахувати за формулою:

$$N_A^B = X_A^B N_A \gamma_B / M_{am}^B. \quad (7.10)$$

При легуванні однотипними домішками концентрація носіїв заряду буде визначитися сумою концентрацій домішок:  $n = N_{D1} + N_{D2}$ ,  $p = N_{A1} + N_{A2}$ .

Якщо вихідний матеріал містить домішку протилежного знаку провідності у помітній кількості або кристал легують з заданим ступенем компенсації, то концентрація носіїв визначається як різниця, а ступінь компенсації, як відношення  $\varepsilon_n = (N_A/N_D)100\%$ ,  $\varepsilon_p = (N_D/N_A)100\%$ . Тоді для отримання заданої концентрації носіїв заряду концентрація домішок розраховується за виразом

$$N_D = 100n/(100 - \varepsilon_n); \quad N_A = 100p/(100 - \varepsilon_p) \quad (7.11)$$

У ході приготування розплаву із якого потім вирощують кристал мають місце втрати легуючої домішки на випаровування і окислення. Ці втрати можна розрахувати знаючи час процесу за формулою:

$$\eta = \left(1 - \frac{C}{C_0}\right) = \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha F \tau}{V}\right)\right]. \quad (7.12)$$

З урахуванням цих витрат розраховується маса легуючої домішки  $M_A^B$  (г), яка вводиться в робочий розплав об'ємом  $V_B$  для вирощування кристалу з концентрацією домішки  $N_A^B$ :

$$M_A^B = M_{am}^A N_A^B M_{n/n}^B / [N_A k \gamma_B (1 - \eta)] \quad (7.13)$$

Одна із головних проблем при легуванні це отримання однорідно легованих монокристалів. Сучасна мікроелектронна промисловість пред'являє до цього параметру дуже високі вимоги. Неоднорідності в розподілі домішок, які виникають при вирощуванні кристалів мають дві причини: перша це технологічна, яка пов'язана з недосконалістю або порушенням технологічного процесу, і як правило, ці неоднорідності малі. Друга причина – фундаментальна і пов'язана з явищем сегрегації, яке призводить до накопичення домішок у розплаві або у зростаючому кристалі в залежності від величини коефіцієнта розподілу. При цьому концентрація домішок в зростаючому кристалі або постійно збільшується від початку до кінця зливку, або навпаки, зменшується в залежності від того, яке значення має узагальнений коефіцієнт розподілу, тобто  $K < 1$  або  $K > 1$ . Неоднорідності викликані фундаментальною причиною за звичай дуже великі, тому, якщо не вживати додаткових заходів, то використати можна буде тільки малу частку вирощеного монокристалу. Для збільшення об'єму однорідно легованої частки кристалу застосовують різні методи, які поділяють на активні, (неконсервативні) та консервативні. Неконсервативні методи дозволяють впливати на хід процесу в продовж вирощування монокристалів, наприклад, за рахунок підживлення розплаву в процесі вирощування кристалу. Консервативні методи спрямовані на збільшення рівномірно легованої частки кристалу за рахунок збільшення об'єму вихідного розплаву, або відношення довжини зливка, який перекристалізується, до довжини розплавленої зони в методі зонного плавлення.

При вивченні процесів легування кристалів, що вирощуються з розплаву, вся різноманітність методів може бути зведена до двох ідеалізованих схем: нормальної направленої кристалізації і зонного плавлення. Простіш за все керувати процесом легування в методі зонного плавлення (схематичне зображення методу див. на рис. 7.3 а)), якщо легуюча домішка летюча.

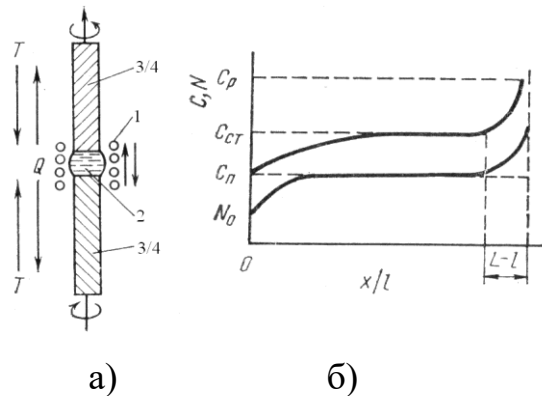


Рисунок 7.3. Вирощування однорідно легованих монокристалів методом зонного плавлення а) схематичне зображення методу: 1 – височастотний нагрівач, 2 – розплавлена зона, 3, 4 – перекристалізована або неперекристалізована частина вихідного полікристалу; б) характер зміни концентрації летючої домішки в кристалі  $N$  і в розплаві  $C$  при проході розплавленої зони;  $l$  – довжина розплавленої зони,  $L$  – довжина кристалу,  $x/l$  – відносна довжина кристалу

В такому випадку керування концентрацією домішки в розплавленій зоні здійснюється на основі встановлення рівноваги в системі пар – розплав. Легуюча домішка подається в об’єм ростової камери в вигляді пару або пару її проміжної сполуки і створює постійну атмосферу з заданою концентрацією домішки. Час, який необхідний для створення в розплавленій зоні потрібної концентрації домішки розраховують за формулою:

$$\tau = -\frac{1}{B_1} \left( \ln \frac{B_2 - B_1 C}{B_2 - B_1 C_0} \right), \quad B_1 = (\alpha F + kfS)/V_p, \quad B_2 = (\alpha F C_p + fS C_{II})/V_p, \quad (7.14)$$

де  $\alpha$  – коефіцієнт взаємодії,  $F$  – площа поверхні контакту робочого розплаву з атмосферою,  $S$  – площа поперечного перетину кристалу, що вирощується,  $f$  – лінійна швидкість кристалізації,  $C_p$  – рівноважна концентрація при постійному парціальному тиску пару домішки над розплавом,  $C_0 = C_1 + C_{\text{п}}$  – початкова концентрація домішки в розплаві,  $C_{\text{п}}$  – концентрація в матеріалі, що підживлює,  $C_1$  – концентрація в розплаві першої зони, що задається цільовою загрузкою.

Після розрахунку часу встановлення стаціонарної концентрації проводять оптимізацію швидкості кристалізації таким чином, щоб одержати практично постійний розподіл домішки по всій довжині монокристалу (рис. 7.3 б)):

$$C_{\text{ст}} = B_2/B_1 = (\alpha FC_p + fSC_{\text{п}})/(\alpha F + kfS), \quad N_{\text{ст}} = kC_{\text{ст}} \quad (7.15)$$

Якщо виявляється, що  $C_{\text{п}} < C_{\text{ст}}$ , то на початку процесу кристалізацію здійснюють із збільшеною, у порівнянні з рівноважною для даних умов, швидкістю кристалізації, яку розраховують за допомогою співвідношення

$$kf = \alpha FN_{\text{ст}}/(S(C_{\text{п}} - N_{\text{ст}})) \quad (7.16)$$

і графіку, типу зображеного на рис. 7.4.

Методі зонного плавлення дозволяє вирощувати монокристали обмеженого діаметра, до 100 мм. В той же час для виготовлення сучасних мікропроцесорів по наномеровій технології використовуються напівпровідникові монокристали діаметром від 300 мм. Такі монокристали вирощуються в основному методами витягування з розплаву.

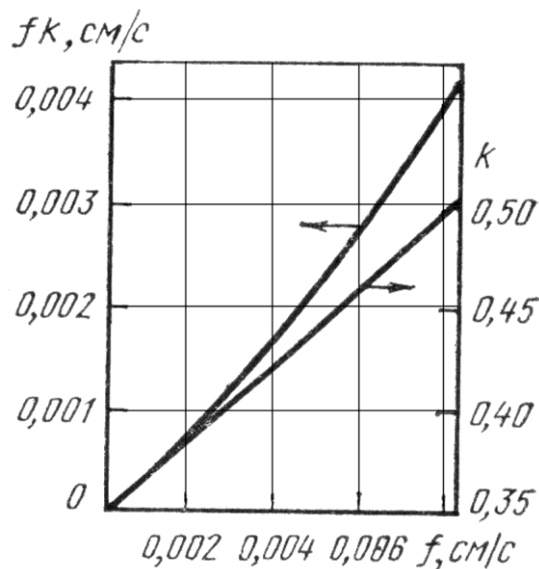


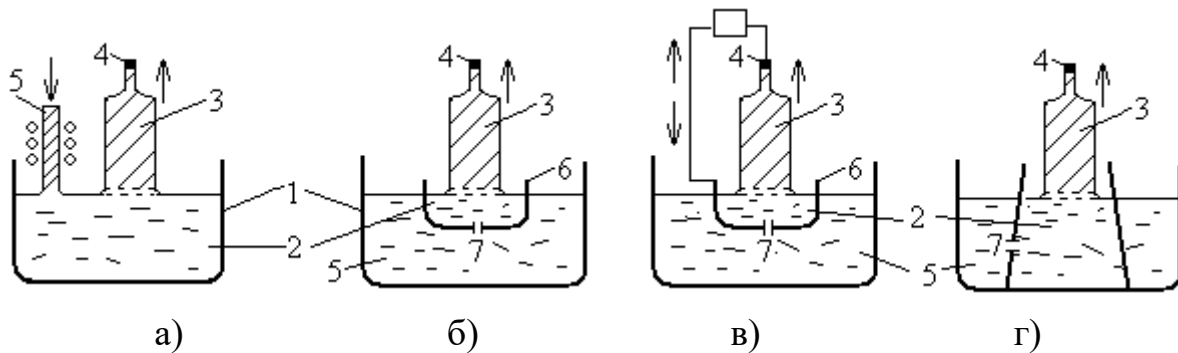
Рисунок 7.4. Швидкісні залежності  $k$  і  $fk$  легуючої домішки фосфору в кремнії

Для того, щоб за допомогою цих методів одержати однорідно легований монокристал використовують різні методи підживлення розплаву, з якого поводитья вирощування. Якщо процес підживлення регулюється відхиленням складу розплаву від деякого заданого значення, що визначається складом підживлюючої маси, то він називається рівноважним, якщо регулювання здійснюється примусово, то процес підживлення називають механічним. Основні способи, які при цьому використовують наступні. Механічне примусове введення в розплав легovanого полікристалічного напівпровідникового стрижня в процесі вирощування (рис. 7.5, а). При цьому постійний склад розплаву забезпечується за допомогою завчасно розрахованої програми введення підживлюючого матеріалу (швидкості введення, складу та діаметру полікристалічного стрижня).

Інша група методів пов'язана з витягуванням з розплаву, який знаходиться у тиглі, що вільно плаває або механічно переміщується відносно зовнішнього контейнера з підживлюючим матеріалом. При цьому тигель та контейнер зв'язані між собою капілярним каналом (рис. 7.5, б) і в). В цих методах забезпечується постійність робочого об'єму розплаву, що дозволяє



одержати розподіл домішки у вирощеному монокристалі такий, як і в методі зонного плавлення.



1 – зовнішній тигель, 2 – робочий розплав, 3 – вирощуваний монокристал, 4 – затравка, 5 – підживлюючий матеріал, 6 – внутрішній тигель, 7 – капілярний канал

Рис. 7.5. Схеми методів вирощування однорідно легованих монокристалів за допомогою витягування з розплаву: а) механічне підживлення твердою фазою, б) витягування з тигля, що вільно плаває, в) витягування з тигля, що механічно переміщується відносно зовнішнього контейнера, г) вирощування з подвійного тигля з капілярним каналом

Використовується також вирощування з подвійного тигля в якому робочий розплав зв'язаний з підживлюючим об'ємом за допомогою капілярного каналу рис. 7.5.г).

В умовах підживлення долю закристалізованого розплаву  $g$ , розраховують з урахуванням параметру підживлення  $A$ . Параметр підживлення  $A$  виражає долю матеріалу, який переходить з початкової маси або об'єму робочого розплаву у вирощений кристал:

$$A = gM_{p,0}/(gM_{p,0} + M_{п}) = (M_{к} - M_{п})/M_{к}, \quad (7.17)$$

$$A = gV_{p,0}/(gV_{p,0} + V_{п}) = (V_{к} - V_{п})/V_{к},$$

де  $M_{p,0}$ ,  $V_{p,0}$  – початкові маса і об’єм робочого розплаву,  $M_{п}$ ,  $V_{п}$  – дійсні маса і об’єм підживлюючого матеріалу,  $M_{к}$ ,  $V_{к}$  – дійсні маса і об’єм вирощеного монокристалу.

Максимальний вихід однорідно легovanого кристалу при підживленні робочого розплаву легovanим матеріалом визначається за формулою:

$$G = (M_{п}/M_{p,0} + g)/(M_{п}/M_{p,0} + 1). \quad (7.18)$$

При підживленні нелегованим матеріалом доля робочого розплаву, що може бути закристалізована у вигляді однорідно легovanого монокристалу визначається за формулою:

$$G = (M_{п}/M_{p,0})k/(1 - k). \quad (7.19)$$

Для нелетучої домішки її співвідношення в розплаві, що кристалізується і в матеріалі, що підживлює з використанням параметру підживлення задається за допомогою виразу:

$$C_{п}/C_{ст} = k - A(1 - k)/(1 - A) \quad (7.20)$$

З (20) випливає, що  $0 \leq C_{п}/C_{ст} \leq k$ . Це дозволяє обирати потрібні умови проведення процесу кристалізації.

В загалі, для одержання однорідно легovanого монокристалу необхідно задовольнити наступній умові:

$$K = k + \alpha F/(fS) = (C_{п}/C_{ст})(1 - A) + \alpha FC_{п}/(fSC_{ст}) + A \quad (7.21)$$

Ліва частина цієї рівності являє собою узагальнений коефіцієнт розподілу домішки, а права частина являє собою умову проведення обраного методу кристалізації розплаву, яке забезпечує постійну концентрацію домішки в розплаві на протязі всього процесу вирощування. В залежності від умов проведення кристалізаційного процесу рівняння (7.21) може приймати різні форми, які можна представити наступною таблицею 7.2.1

Таблиця 7.2.1 – Варіанти рівняння (7.21), що використовуються для визначення умов вирощування однорідно легованих монокристалів методами направленої кристалізації

Характер атмосфері і летючість домішки	Неконсервативні методи $V_p \neq \text{const}$		Консервативні методи $V_p = \text{const } A = 0;$ $C_{II} \neq 0$
	$A = 1; C_{II} = 0$	$1 > A > 0; A < 0 \ C_{II} \neq 0$	
$C_p \neq 0, \alpha \neq 0$	$K = 1 + \frac{C_p \alpha F}{C_{cr} f S} \quad (1)$ $K = 1 + \frac{C_p \alpha F (1-g)^*}{C_{cr} f S} \quad (2)$	$K = \frac{C_{II}}{C_{cr}} (1-A) + \frac{C_p \alpha F}{C_{cr} f S} + A \quad (5)$	$K = \frac{C_{II}}{C_{cr}} + \frac{C_p \alpha F}{C_{cr} f S} \quad (9)$
$C_p = 0, \alpha \neq 0$	$K = 1 \quad (3)$	$K = \frac{C_{II}}{C_{cr}} (1-A) + A \quad (6)$	$K = \frac{C_{II}}{C_{cr}} \quad (10)$
$C_p = 0, \alpha = 0$	$k = 1 \quad (4)$	$k = \frac{C_{II}}{C_{cr}} (1-A) + A \quad (7)$ $k = A^{**} \quad (8)$	$k = \frac{C_{II}}{C_{cr}} \quad (11)$

\* Для варіанту горизонтальної кристалізації  $F \neq \text{const}$  і тому процес проводять з рівномірним зменшенням швидкості кристалізації робочого розплаву, пропорційним величині його власної поверхні  $F_0(1 - g)$ , де  $F_0$  – площа початкової поверхні розплаву.

\*\* - При  $C_{II} = 0$ .

## 7.2.2 Завдання:

7.2.2.1 Зробити оцінку граничної розчинності сурми в монокристалі кремнію, який вирощено з розплаву в умовах для яких коефіцієнт розподілу  $k = 0.03$ . Та розрахувати концентрацію донорної та акцепторної домішок в монокристалі кремнію з електропровідністю  $n$ -типу з 40% ступенем компенсації і питомим електроопором  $7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , якщо концентрація основних носіїв дорівнює  $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

7.2.2.2 Розрахувати масу легуючої домішки олова, яку треба ввести в розплав GaAs масою 3 кг для вирощування монокристалу з концентрацією носіїв заряду  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Втрати олова в процесі вирощування – 20%, коефіцієнт розподілу в умовах вирощування монокристалу  $5 \cdot 10^{-3}$ . (густина GaAs –  $5,32 \text{ г/см}^3$ , атомна вага Sn – 118, 7).

7.2.2.3 Розрахувати зміну концентрації домішки миш'яку за час від моменту розплавлення загрузки вихідного кремнію до розрошування

монокристалу до номінального діаметра, що дорівнює 50 хв. Монокристал вирощується в вакуумі з тигля діаметром  $D = 250$  мм, що містить 15 кг розплаву. Коефіцієнт випарювання  $\alpha = 1 \cdot 10^{-3}$  см/с.

7.2.2.4 Визначити час насичення розплавленої зони домішкою фосфору до стаціонарного значення і саме стаціонарне значення концентрації фосфору при вирощуванні методом безтиглевої зонної плавки монокристалу кремнію з  $N = 1.2 \cdot 10^{16}$  ат/см<sup>3</sup> при використанні в якості легуючої атмосфери  $\text{PCl}_3$ . Діаметр кристалу, що вирощується  $d = 80$  мм, швидкість кристалізації  $f = 2.4$  мм/хв, коефіцієнт розподілу фосфору при заданій швидкості  $k = 0.42$ , ефективний коефіцієнт випарювання  $\alpha = 5 \cdot 10^{-4}$  см/с, початкова концентрація домішки в розплаві зони дорівнює її концентрації в вихідному стрижні  $C_{\text{п}} = C_0 = 1 \cdot 10^{16}$  ат/см<sup>3</sup>, рівноважна концентрація домішки для заданих умов процесу  $C_{\text{р}} = 7 \cdot 10^{16}$  ат/см<sup>3</sup>, довжина розплавленої зони  $l = 2$  см.

7.2.2.5 Визначити концентрацію нелетучої домішки в підживлюючому розплаві подвійного тигля, який має параметр підживлення  $A = 0.2$ , при вирощуванні з нього рівномірно легованого монокристалу зі стаціонарною концентрацією  $C_{\text{ст}} = 3 \cdot 10^{17}$  ат/см<sup>3</sup>, ефективний коефіцієнт розподілу домішки в умовах вирощування  $k = 0.35$ .

7.2.2.6 Визначити концентрацію домішки в підживлюючому розплаві подвійного тигля, який має параметр підживлення  $A = 0.27$ , необхідну для вирощування з нього в вакуумі однорідно легованого монокристалу діаметром  $d = 76$  мм. Швидкість росту монокристалу  $f = 2.3$  мм/хв., ефективний коефіцієнт розподілу домішки при цій швидкості вирощування  $k = 0.19$ , коефіцієнт випарювання  $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$  см/с, вільна поверхня розплаву робочої частини тигля  $F = 64$  см<sup>2</sup>, випарювання в підживлюючій частині відсутнє.

7.2.2.7 Визначити вихідні дані для побудови програми зміни швидкості росту монокристалу, що рівномірно легується з парової фази до концентрації  $C_{\text{ст}} = 3 \cdot 10^{18}$  ат/см<sup>3</sup> в процесі вирощування методом горизонтальної направленої кристалізації домішкою, що має ефективний коефіцієнт

розподілу  $k = 0.52$ . Коефіцієнт випарювання  $\alpha = 2 \cdot 10^{-4}$  см/с, рівноважна концентрація домішки в розплаві  $C_p = 7 \cdot 10^{17}$  ат/см<sup>3</sup>, довжина контейнера  $L = 500$  мм, ширина  $b = 50$  мм, а поперечний перетин монокристалу  $33$  см<sup>2</sup>.

7.2.2.8 Визначити діаметр тигля, який забезпечує вирощування з нього методом Чохральського, в вакуумі, монокристалу діаметром  $76$  мм, рівномірно легованого летючою домішкою з коефіцієнтом випарювання  $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$  см/с. Процес проводиться зі швидкістю кристалізації  $f = 1.3$  мм/хв., при якій ефективний коефіцієнт розподілу дорівнює  $k = 0.21$ .

7.2.2.9 Визначити теоретичний вихід однорідної частини кристалу легованого нелетючою домішкою з коефіцієнтом розподілу  $k = 0.15$  і  $N = 3 \cdot 10^{17}$  ат/см<sup>3</sup>, від маси підживлюючого матеріалу, яка містить легуючу домішку в концентрації  $C_n = 6 \cdot 10^{17}$  ат/см<sup>3</sup>.

### Варіанти

4	10	12	11	7	17	19	15	16	18
7.2.2.3	7.2.2.2	7.2.2.1	7.2.2.4	7.2.2.8	7.2.2.7	7.2.2.6	7.2.2.5	7.2.2.4	7.2.2.3
9	8	3	5	1	6	13	2	14	21
7.2.2.7	7.2.2.5	7.2.2.4	7.2.2.6	7.2.2.8	7.2.2.4	7.2.2.9	7.2.2.6	7.2.2.2	7.2.2.1
20									
7.2.2.6									

## 8. ЗАВДАННЯ ДО КУРСОВОЇ РОБОТИ З РОЗДІЛУ «НАНОСТРУКТУРИ»

Межею між мікро і нано областю можна вважати масштаб  $\sim 100$  нм ( $0,1$  мкм або  $10^{-7}$  м). Цей масштаб визначає межу застосовності законів класичної фізики до розрахунку характеристик електронних приладів. І такі розміри вже досягнуто в сучасних електронних мікросхемах. Основна відмінність наносвіту від мікросвіту полягає в тому, що в ньому домінують квантові ефекти, які не суттєві на мікрорівні. Якщо бути більш точним, то квантові ефекти починають проявляти себе коли один або декілька розмірів

твердотільної структури, в якій знаходиться електрон, стають порівняними з довжиною хвилі де-Бройля  $\lambda=2\pi\hbar/mv$ . Тому для розв'язання задач конструювання електронних пристроїв нового покоління потрібно використовувати квантово-механічні закони.

## 8.1 Тунелювання

Унікальною властивістю квантових частинок, у тому числі і електронів, є їх здатність проникати через перешкоду навіть у випадках, коли їх енергія нижча за потенційний бар'єр, відповідний даній перешкоді. Це було названо тунелюванням. Схематично воно представлено на рисунку 8.1.

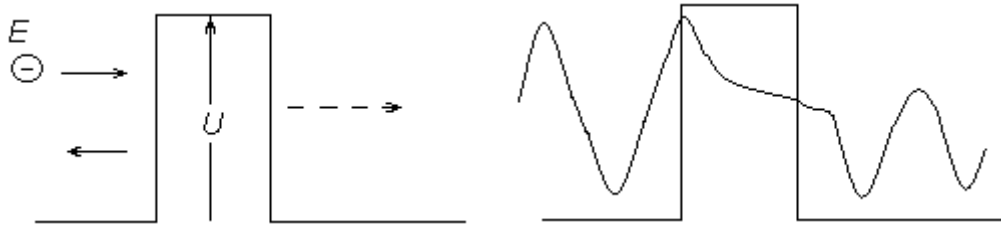


Рисунок 8.1 – Тунелювання електрона з енергією  $E$  через потенційний бар'єр висотою  $U$ ,  $U > E$

Якщо б електрон був класичною частинкою, що має енергію  $E$ , він, зустрівши на своєму шляху перешкоду, що вимагає для подолання більшої енергії  $U$ , повинен був би відбитися від цієї перешкоди. Проте як хвиля він хоча і з втратою енергії, але проходить через цю перешкоду. Відповідна хвилева функція, а через неї і імовірність тунелювання розраховуються за допомогою рівняння Шредінгера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\Psi}{dx^2} = (E - U(x))\Psi(x), \quad (8.1)$$

де  $m^*$  – ефективна маса електрону.

Ця імовірність тим вище, чим геометрично тонше бар'єр і менше різниця між енергією падаючого електрона і висотою бар'єру.

Характеристикою тунельного ефекту є коефіцієнт прозорості потенційного бар'єру. Він дорівнює відношенню потоку частинок, які пройшли крізь бар'єр до потоку частинок, які падають на бар'єр. Зокрема для прямокутного потенційного бар'єру висотою  $U_0$  і шириною  $d$

$$D = D_0 \exp\{-2d[(U_0 - E)2m]^{1/2}/\hbar\} \quad (8.2)$$

На ефекті тунелювання працює дуже багато різних приладів мікро і наноелектроніки, а також прилади, якими користуються для вивчення нанооб'єктів. Наприклад, один з перших приладів, який дав можливість вивчати структури розміром в одиниці і навіть долі одиниць нанометру, скануючий тунельний мікроскоп (СТМ) працює на тунельному ефекті, який забезпечує протікання струму між поверхнею зразка та вістрям металевого електроду, підведеного до неї. Коли відстань між поверхнею зразка та вістрям металевого електроду стає  $\sim 10\text{\AA}$  (1 нм) виникає тунельний струм, який можна оцінити скориставшись формулою (8.2)

$$j \approx \frac{k_0 V}{4\pi^2 d} \exp(-2k_0 d), \quad (8.3)$$

де  $k_0 = [\Phi 2m]^{1/2}/\hbar$  – постійна затухання хвильових функцій електрону в тунельному зазорі, а  $\Phi$  – висота потенційного бар'єру.

Характерні значення тунельного струму складають  $10^{-9}$  А при напрузі  $V \sim 0.01$ В і відстані  $\sim 10\text{\AA}$  і виходячи з формули (8.3) зміна відстані на  $1\text{\AA}$  приводить до зміни струму на порядок.

Залежність тунельного струму від висоти потенційного бар'єру у вигляді  $j = A \exp(-Bd\Phi^{1/2})$  характерна для прямокутних потенційних бар'єрів. Такі бар'єри зустрічаються, наприклад, в тунельних діодах на структурі метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) приклад зонної діаграми якої зображено на рис. 8.2, а).

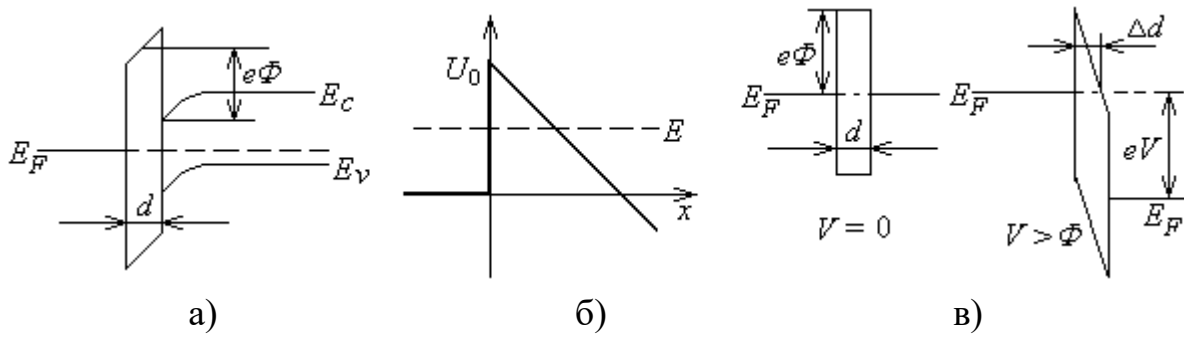


Рисунок 8.2 – Тунельний діод на структурі (МДН) (а); трикутний потенційний бар'єр (б)  $U(x) = 0$  при  $x < 0$ ,  $U(x) = U_0 - Fx$  при  $x > 0$ ; тунельний діод на структурі (МДМ); (в) при відсутності напруги і коли напруга більша висоти бар'єра,  $\Delta d = d\Phi/V$

Крім прямокутних бар'єрів зустрічаються також трикутні (рис. 8.2, б) (звісно як прямокутні так і трикутні бар'єри є ідеалізацією або спрощенням і для реальних структур можна говорити тільки про близькість форми бар'єру до того чи іншого спрощеного випадку).

Для трикутного потенційного бар'єру (рис. 8.2, б) також можна розрахувати коефіцієнт проходження, який в цьому випадку має вигляд:

$$D = D_0 \exp\{-4(2m)^{1/2}[(U_0 - E)]^{3/2}/(3\hbar F)\} \quad (8.4)$$

Трикутні бар'єри характерні для таких приладів, як тунельному діоді на  $n^+p^+$  переході з вироджених напівпровідників та тунельні діоди на структурі метал-діелектрик-метал (МДМ) (рис. 8.2, в)). Для останнього при великих напругах тунельній струм можна розрахувати за формулою Фаулера-Нордгейма:

$$j = [e^2 E^2 / (16\pi^2 \hbar \Phi)] \exp[-E_0/E] \quad (8.5)$$

де  $E = V/d$  – електричне поле в діелектрику, а  $E_0 = 4(2m)^{1/2}(e\Phi)^{3/2}/(3e\hbar)$ .

## 8.2 Низькорозмірні системи

### 8.2.1 Двовимірний електронний газ

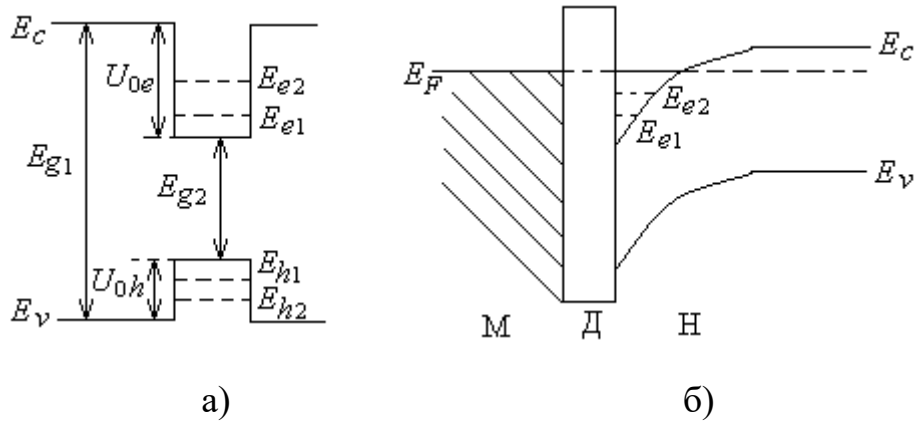


Найбільш очевидним прикладом структур з двовимірним електронним газом є тонкі плівки. Наприклад, плівки Ві були першим матеріалом, де експериментально спостерігалися квантові розмірні ефекти в провідності. Такі плівки, що мають необхідну товщину, достатньо високу рухливість і хорошу якість поверхні, достатньо легко одержати методом вакуумного випаровування. Проте тонкі плівки не є кращим об'єктом для спостереження квантових ефектів. Причина в тому, що на поверхні напівпровідникової плівки існує висока щільність поверхневих станів, що грають роль центрів розсіяння. У інших матеріалах, зокрема в напівпровідниках, отримати тонкі плівки необхідної якості вельми складно. Тому для вивчення і використання квантових розмірних ефектів провідну роль грають кремнієві МДН-структури (структури типу метал-діелектрик-напівпровідник), а також гетеропереходів які складаються з напівпровідників з різним значенням ширини забороненої зони та дуже близькими значеннями періоду кристалічних решіток. Квантові ями, які утворюються на границях гетеропереходів та в МДН- структурах можна наближено розглядати як прямокутні або трикутні (рис. 8.3).

Такі ями обмежують рух електронів в одному з напрямків, що приводить до квантування енергії електронів в цьому напрямку. Для двовимірного електронного газу енергетичний спектр має вигляд:

$$E = E_n + (p_x^2 + p_y^2) / 2m^*, \quad (8.6)$$

де  $p_x, p_y$  – компоненти імпульсу в площині шару,  
 $E_n$  – енергія квантових рівнів.



$E_c$  – енергія дна зони провідності,  $E_v$  – енергія потолка валентної зони,  $E_g$  – ширина забороненої зони,  $E_F$  – енергія Фермі,  $E_{ei}$  – енергії електронних підзон,  $E_{hi}$  – енергії діркових підзон,  $U_{0e}$  – глибина потенційної ями для електронів,  $U_{0h}$  – глибина потенційної ями для дірок

Рисунок 8.3 – Схематичний вигляд квантових ям, які утворюються на границях гетеропереходів та в МДН- структурах

Для прямокутної квантової ями енергія квантових рівнів визначається формулою

$$E_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 / (2m^* a^2). \quad (8.7)$$

Для трикутної квантової ями вигляд енергії квантових рівнів має більш складний вигляд:

$$E_n = [3(4n + 3)\pi/8]^{2/3} eE [\hbar^2 / (2m^* eE)]^{1/3}. \quad (8.8)$$

де  $E$  – електричне поле.

На основі напівпровідникових гетеропереходів виготовляють періодичні гетероструктури, так звані надгратки, які використовуються в таких приладах, як напівпровідникові лазери, фотоприймачі, лавинні діоди та ін. Крім цього, квантування енергетичних станів електронів в дуже тонких, періодично розташованих потенційних ямах приводить до того, що

тунелювання через них набуває резонансного характеру, тобто тунельно просочитися через таку структуру можуть лише електрони з певною енергією. Такий ефект використовується для створенні генераторів надвисокочастотних електромагнітних коливань терагерцового діапазону.

Використання двовимірного електронного газу в надгратках для створення ефективних лазерів та інших приладів пов'язано з особливостями щільності енергетичних станів. В звичайних матеріалах щільності енергетичних станів неперервно залежить від енергії частинки та дорівнює нулю на краях дозволених зон рис. 8.4, а). Для матеріалів зі зниженою кількістю вимірів така залежність має немонотонний характер.

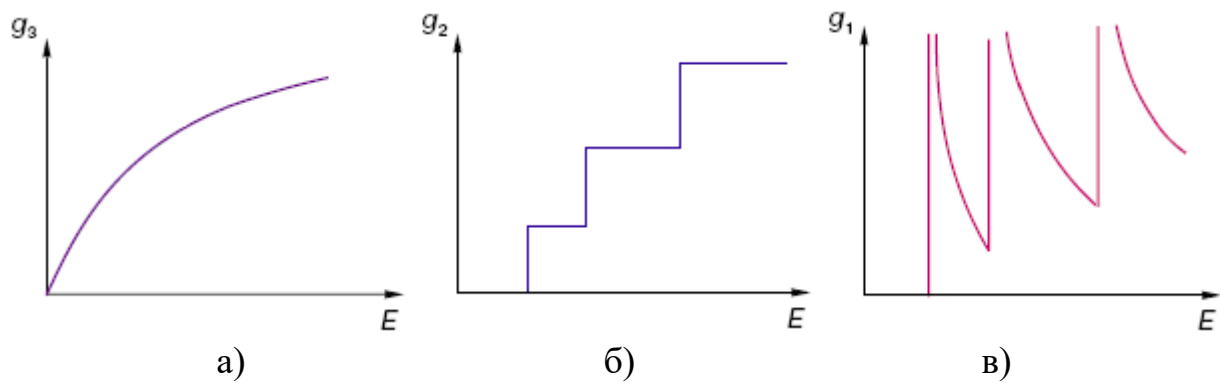


Рисунок 8.4 – Залежність щільності енергетичних станів від енергії частинки для тривимірного випадку  $g_3$  а), двовимірного випадку  $g_2$  б) і одновимірного випадку  $g_1$  в)

Для обчислення щільності станів двовимірного електронного газу обчислимо спочатку допоміжну функцію  $G(E)$  – повне число станів в інтервалі енергій від 0 до  $E$ . Мінімальна енергія, яку можуть приймати електрони, рівна  $E_1$  (де  $E_n$  визначається, наприклад, формулою (8.7)) і тому  $G(E)=0$  при  $E < E_1$ . Розглянемо область енергій  $E_1 < E < E_2$ . Ці електрони займають в чотиривимірному фазовому просторі  $(x, y, p_x, p_y)$  об'єм, рівний  $L_x L_y \pi p^2 = 2\pi L_x L_y m(E - E_1)$ , де  $L_x$  і  $L_y$  - розміри зразка в площині двовимірного електронного газу. Згідно принципам статистичної фізики, на кожний стан двовимірного вільного руху у вказаному фазовому просторі доводиться

елементарний об'єм  $(2\pi\hbar)^2$ . Тому повне число станів з енергією, меншою  $E$ , з урахуванням двократної виродженості спіну задається формулою

$$G(E) = \frac{mL_x L_y}{\pi\hbar^2} (E - E_1) \quad (8.9)$$

Величина  $g(E)$ , що визначає число станів в одиничному інтервалі поблизу заданої енергії, визначається похідною від  $G$  по енергії. Крім того  $g(E)$  визначають як число станів не в зразку в цілому, а з розрахунку на одиницю площі двовимірного електронного газу.

$$g(E) = \frac{1}{L_x L_y} \frac{dG}{dE} = \frac{m}{\pi\hbar^2} \quad (8.10)$$

При енергіях, більших за енергію  $E_2$ , можливе існування електронів не тільки в першій, але і у вище розміщених підзонах. Кожна підзона даватиме додатковий внесок в  $g(E)$ , такий же, як (8.10). Тому щільність станів випробовуватиме стрибки, рівні  $m/\pi\hbar^2$ , кожного разу, коли енергія електронів порівнюватиметься з дном певної підзони  $E_n$  рис. 8.4, б).

## 8.2.2 Квантові нитки

У напівпровідникових структурах, де рух електронів обмежений одною координатою, починають виявлятися ефекти квантування уздовж цієї координати. В результаті вільний рух електронів з тривимірного стає двовимірним, що кардинально міняє більшість електронних властивостей і є причиною нових цікавих ефектів.

Цілком природно зробити ще один крок на цьому шляху і створити одновимірні електронні системи, часто звані квантовими нитками. Для цього необхідно мати щось дійсне те, що нагадує тонку нитку, де рух електронів різко обмежений в двох напрямленнях з трьох і лише уздовж осі нитки (називатимемо її віссю  $x$ ) залишається вільним. При цьому за рахунок малих

поперечних розмірів нитки рух в площині  $yz$  квантується, і його енергія може приймати лише дискретні значення  $E_{mn}$ ,  $n, m = 1, 2, \dots$ , отже повний закон дисперсії має вигляд

$$E = E_{mn} + p_x^2 / 2m^*, \quad (8.11)$$

Видно, що кожному дискретному рівню  $E_{mn}$  відповідає цілий набір можливих станів, що відрізняються імпульсом  $p_x$ . При цьому зазвичай говорять не про рівень, а про підзону розмірного квантування.

Щільність станів для квантових ниток з даним енергетичним спектром в інтервалі енергій між нижнім  $E_{11}$  і наступним по енергії квантовим рівнем енергіям, меншим чим задане  $E$  має вигляд:

$$G(E) = \frac{2L_x \sqrt{2m(E - E_{11})}}{\pi \hbar}. \quad (8.12)$$

Беручи похідну і додаючи вклади всіх підзон, одержуємо щільність станів на одиницю довжини нитки:

$$g(E) = \frac{\sqrt{2m}}{\pi \hbar} \sum_{m,n} \frac{\Theta(E - E_{mn})}{\sqrt{E - E_{mn}}}, \quad (8.13)$$

де  $\Theta$  - одинична функція Хевісайда, дорівнює одиниці при  $x > 0$  і при  $x < 0$ . Залежність щільності енергетичних станів від енергії частинки для одновимірного випадку зображено на рис. 8.4, в).

### 8.2.3 Квантові точки

В останні роки стала широко обговорюватися ідея використання квантових станів для зберігання й обробки інформації. Велику роль тут відіграють так звані квантові точки – системи атомів, що мають розмір від 1 до 20 нм (тобто  $10^{-9} - 10^{-8}$  м). Квантовими їх назвали тому, що при таких

малих розмірах в них виявляються квантові, тобто дискретні, властивості електронів. Фізичні властивості кристалів над малих розмірів можуть принципово відрізнятися від масивних кристалів, наприклад речовина з металевими властивостями тільки за рахунок зменшення розмірів може перейти в діелектричний стан. Електрон у квантовій точці локалізований, при цьому енергетичний спектр квантової точки є дискретним, як в атома, так що квантові точки можна вважати штучними атомами .

Зовсім недавно була показана принципова можливість створення приладів на основі нанокристалів, наприклад лазерів або нанорозмірних елементів пам'яті з параметрами кращими, ніж у тих, що існують в даний час. Все це ще більше підсилило інтерес до кристалів надмалых розмірів.

### 8.3 Завдання

8.3.1 Дві плівки метала на діелектрику складаються з острівців, розділених потенційними бар'єрами висотою  $\Phi = ?$  еВ. Відстань між островками в першій плівці  $d_1 = ?$  Å, а в другій –  $d_2 = ?$  Å. У скільки разів електроопір  $R_1$  першої плівки відрізняється від електроопору  $R_2$  другої при однакових значеннях ефективних мас  $m^*$  електронів, які тунелюють крізь потенційні бар'єри, і однакових напругах на плівках, якщо  $m^* = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг?

	13		8	1	15		9	17	
$\Phi$ , еВ	1.2	1.4	1.5	1.8	2	2.2	2.3	2.4	2.6
$d_1$ , Å	25	20	20	20	20	30	30	25	25
$d_2$ , Å	10	25	20	10	25	25	10	20	20

8.3.2 У скільки разів зміниться струм в тунельному діоді на основі МДН структури в якій товщина діелектрика  $d = ?$  Å, а потенційний бар'єр, який він утворює має висоту  $\Phi = ?$  еВ, якщо замінити діелектрик на такий що утворює у двічі вищий бар'єр.

	14	2	7	16	
$\Phi$ , еВ	1.2	1.5	1.0	2.3	1.6
$d$ , Å	15	15	10	5	10

8.3.3 У скільки разів зміниться струм в тунельному діоді на основі МДМ структури в якій товщина діелектрика  $d = ? \text{ \AA}$ , а потенційний бар'єр, який він утворює має висоту  $\Phi = ? \text{ eV}$ , якщо замінити діелектрик на такий що утворює у двічі вищий бар'єр.

		3	6	13	10
$\Phi, \text{ eV}$	1.2	1.4	1.1	1.5	1
$d, \text{ \AA}$	25	18	20	25	30

8.3.4 Яка повинна бути товщина діелектрика щоб в тунельних діодах на основі МДН і МДМ структур з висотою бар'єра  $\Phi = ? \text{ eV}$  при напрузі  $V = ? \text{ В}$  струм був однаковим. Пошук рішення провести графічно, використавши формули для ВАХ тунельних діодах на основі МДН і МДМ структур.

	11	4	5	14	17
$\Phi, \text{ eV}$	1.3	1.1	1.2	1.5	1
$V, \text{ В}$	1	7	2	3	4

8.3.5 Металева плівка складається з ізольованих острівців розміром  $L = ? \text{ нм}$ . Вважаючи, що ефективна маса електрона в таких островках  $m^* = m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ , а острівці являють собою глибокі прямокутні потенційні ями, розрахувати довжину електромагнітної хвилі  $\lambda$ , що випромінюється електронами при переході з  $n$ -ого, енергетичного рівня в ямі на  $m$ -ий.

Для розрахунку  $\lambda$  скористатися формулою:  $\lambda(\text{мкм}) = 1,24/\Delta E(\text{eV})$ , де  $\Delta E = E_n - E_m$ , а  $E_m$  и  $E_n$  – значення енергії електрона на  $m$ -м і  $n$ -м рівнях в металевому острівці.

	12	3	6	16
$L, \text{ нм}$	5	4	3	6
$n$	3	4	5	6
$m$	1	2	1	2

8.3.6 Напряга електричного поля в збагаченому шарі поблизу поверхні напівпровідника дорівнює  $E = ? \text{ В/см}$ . Визначити енергію найнижчого енергетичного рівня в трикутній потенційній ямі, яка обмежує рух електронів

в напрямку, перпендикулярному поверхні. Ефективну масу електрона прийняти рівною  $m^* = ?m_0$ .

	1	12	4	10	
$E, \text{В/м}$	$2 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$
$m^*$	$0.10m_0$	$0.15m_0$	$0.2m_0$	$0.2m_0$	$0.10m_0$

8.3.7 Порівняти енергію другого енергетичного рівня в прямокутній ямі шириною  $d = ? \text{ \AA}$  та трикутній потенційній ямі, якщо напруга електричного поля в збагаченому шарі поблизу поверхні дорівнює  $E = ? \text{ В/см}$ . Ефективну масу електрона прийняти рівною  $m^* = ?m_0$ .

	11	2	5	9	15
$d, \text{ \AA}$	20	30	40	10	15
$E, \text{В/м}$	$1 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$1.5 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$
$m^*$	$0.10m_0$	$0.15m_0$	$0.2m_0$	$0.2m_0$	$0.10m_0$

8.3.8 Розрахувати на скільки буде відрізняться довжина електромагнітної хвилі  $\Delta\lambda$ , що випромінюється лазером на основі надгратки з періодично повторюваних шарів GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As від довжини електромагнітної хвилі на основі єдиного гетеропереходу GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. При розрахунках вважати, що переходи відбуваються між найнижчими електронними і дірковими підзонами, а потенційні ями, що утворюються для електронів в зоні провідності і дірок в валентній зоні, нескінченно глибокі. Ефективну масу електрона прийняти рівною  $m^* = 0.07m_0$ , ефективну масу дірки прийняти рівною  $m^* = 0.5m_0$ . Ширина ями  $L = ? \text{ нм}$ . Для розрахунку  $\Delta\lambda$  скористатися формулою:  $\lambda(\text{мкм}) = 1,24/\Delta E(\text{эВ})$ ,

	1	11	8	
$L, \text{ нм}$	4	2	3	5



## РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

### До розділу 6

1. СТВУЗ-ХПІ-3.01.-2010. Текстові документи у сфері навчального процесу. Загальні вимоги до виконання. – Введ. 24.02.2010.
2. Методичні вказівки до виконання курсової роботи з дисципліни «Фізичні властивості та сучасні методи дослідження напівпровідникових мікро- і нанорозмірних структур» для студентів освітньо-кваліфікаційного рівня «Магістр» спеціальності 8.05080101 «Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої» / Уклад.: В.Р. Копач, Г.С. Хрипунов, Р.В. Зайцев, М.В. Кіріченко. – Харків: НТУ «ХПІ», 2014. – 39 с.
3. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы нанoeлектроники. – М.: Университетская книга; Логос; Физматкнига, 2006. – 496 с.
4. Борисенко В.Е., Воробьева А.И., Уткина Е.А. Нанoeлектроника. – М.: БИНОМ, 2009. – 223 с.
5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х книгах. Кн. 1. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
6. Sze S.M., Kwok K.Ng. Physics of semiconductor devices. – Hoboken, New Jersey: Wiley-Interscience, 2007. – 815 p.
7. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. – М.: Высшая школа, 1987. – 479 с.
8. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. – М.: Мир, 1975. – 432 с.
9. Родерик Э.Х. Контакты металл-полупроводник. – М.: Радио и связь, 1982.– 208 с.
10. Методичні вказівки до лабораторних робіт «Визначення питомого електричного опору однорідних напівпровідників і тонких напівпровідникових шарів» з розділу «Контактні та безконтактні методи визначення питомого електричного опору напівпровідників» дисципліни

- «Фізичні методи дослідження матеріалів» для студентів напряму підготовки 6.050801 «Мікро- та наноелектроніка» / Уклад.: В.Р. Копач, Г.С. Хрипунов, М.В. Кіріченко, Р.В.Зайцев. – Харків: НТУ «ХП», 2009. – 44 с.
11. Фалькевич Э.С., Пульнер Э.О., Червоный И.Ф. и др. Технология полупроводникового кремния. – М.: Металлургия, 1992. – 408 с.
  12. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы: Теория и эксперимент. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 280 с.
  13. Tahar R.B.-H., Van T., Ohya Y., Takahashi Y. Tin doped indium oxide thin films: Electrical properties // J. Appl. Phys. – 1998. – V. 83. – No 5. – P. 2631-2645.
  14. Чопра К., Дас С. Тонкопленочные солнечные элементы. – М.: Мир, 1986. – 435 с.
  15. Khrypunov G., Romeo A., Kurdesau F. et al. Recent developments in evaporated CdTe solar cells // Solar Energy Materials and Solar Cells. – 2006. – V. 90. – P. 664-677.
  16. Методичні вказівки до лабораторної роботи «Визначення параметрів діодних напівпровідникових композицій методом темної вольт-амперної характеристики» з курсу «Фізичні методи дослідження електронних властивостей напівпровідникових композицій» / Уклад. В.Р. Копач, Г.С. Хрипунов. – Харків: ХП, 1993. – 9 с.
  17. Патент на корисну модель № 33676. Україна, МПК G01R 31/26, H01L 21/66. Світлодіодний освітлювач / Кіріченко М.В., Зайцев Р.В., Копач В.Р., Хрипунов Г.С., Лісачук Г.В. Заявлено 04.02.2008; Зареєстровано 10.07.2008, Бюл. № 13.
  18. Кіріченко М.В. Удосконалення кремнієвих фотоелектричних перетворювачів широкомасштабного застосування та методів їх атестації : дис. канд. техн. наук : 01.04.07 : захищена 28.02.11 / Кіріченко Михайло Валерійович. Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України, Харків - 2011. – 258 с.

19. Зайцев Р.В. Застосування магнітного поля для підвищення ККД кристалічних кремнієвих фотоелектричних перетворювачів : дис. канд. техн. наук : 01.04.07 : захищена 13.05.13 / Зайцев Роман Валентинович. Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України, Харків - 2013. – 252 с.
20. Методичні вказівки до лабораторної роботи «Визначення фотоелектричних і діодних параметрів перетворювачів сонячної енергії з *p-n* переходом за їх навантажувальною вольт-амперною характеристикою» з курсу «Фізичні методи дослідження електронних властивостей напівпровідникових композицій» / Уклад. В.Р. Копач, Г.С. Хрипунов. – Харків: ХПІ, 1993. – 12 с.
21. Графф К., Фишер Г. Время жизни носителей в кремнии и его влияние на характеристики солнечных элементов // В кн.: Преобразование солнечной энергии. Вопросы физики твердого тела / Под ред. Б. Серафина. – М.: Энергоиздат, 1982. – С. 151-189.
22. Колтун М.М. Оптика и метрология солнечных элементов. – М.: Наука, 1985. – 280 с.
23. Kopach V.R., Kirichenko M.V., Shramko S.V. et al. Back surface reflector optimization for thin single crystalline silicon solar cells // Functional Materials. – 2007. - V. 14. – No. 4. – P. 555-561.
24. Mahan J., Ekstedt T., Frank R., Kaplow R. Measurement of minority carrier lifetime in solar cells from photo-induced open-circuit voltage decay // IEEE Trans. Electron Dev. – 1979. - V. ED-26. - No. 5. - P. 1357 – 1364.
25. Берман Л.С. Емкостные методы исследования полупроводников. – Л.: Наука, 1972. – 104 с.
26. Методичні вказівки до лабораторної роботи «Визначення висоти потенційного бар'єра й концентрації легуючої домішки в діодних напівпровідникових композиціях методом темної вольт-фарадної характеристики» з курсу «Фізичні методи дослідження електронних

властивостей напівпровідникових композицій» / Уклад. В.Р. Копач. – Харків: ХПІ, 1993. – 8 с.

27. Zanio K. Cadmium telluride // Semiconductors and semimetals. – 1978. – V. 13. – P. 1-236.

28. Колтун М.М. Солнечные элементы. – М.: Наука, 1987. – 275 с.

### До розділу 7

1. Пасинков В.В. Материалы электронной техники. М. - Вища школа, 1980.
2. Таиров Ю.М., Цветков В.Ф. Технология полупроводниковых и диэлектрических материалов. М.: Высшая школа, 1990.
3. Кафаров В.В. Основы массопередачи.
4. Степин Б.Д. и др. Методы получения особо чистых веществ.
5. Беляев А.И. Физико-химические основы очистки металлов и полупроводников.
6. Девярых Г.Г., Еллиев Ю.Е. Введение в теорию глубокой очистки веществ.
7. Металлургия и технология полупроводниковых материалов / Под ред. Сахарова А.А.
8. Лapidус И.И., Коган Б.А., и др. Металлургия поликристаллического кремния высокой чистоты.
9. Шпирт М.Я. Физико-химические основы переработки германиевого сырья.
10. Лодиз Р., Паркер Р. Рост монокристаллов: Пер. с англ. /Под ред. АА Чернова, А.Н. Лобачева.
11. Маслов В.Н. Выращивание профильных полупроводниковых монокристаллов.
12. Романенко В.Н. Получение однородных полупроводниковых кристаллов.
13. Рост кристаллов /Под ред. К. Гудмана.
14. Нашельский А.Я. Технология полупроводниковых материалов. М.: Металлургия, 1987г.

## До розділу 8

1. Введение в нанoeлектронику. Сборник статей / Соросовский образовательный журнал, электронная версия.
2. Нанотехнология в ближайшем десятилетии. Прогноз направления исследований. П. ред. Роко М.К., Уильямс Р.С., Аливисатос П. М: Мир 2002. – 292с.
3. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М: Наука 1989. – 768с.
4. Елютин П.В, Кривченков В.Д., Квантовая механика с задачами. М: Наука, 1976. – 378с.
5. Валиев К.А., Кокин А.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. Регулярная и хаотическая динамика (РХД) М.-Ижевск. 2001. – 350с.
6. Бурштейн Э., Лундквист С. Туннельные явления в твердых телах 1973. – 424с.
7. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. – 415с.
8. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С.А. Физика низкоразмерных систем: Учебное пособие / Под ред. А.Я. Шика. – СПб.: Наука, 2001. – 160с.
9. Бауместер Д., Экерт А., Цайлингер А. Физика квантовой информации. М: Постмаркет, 2002. – 375с.
10. Нанотехнологии в полупроводниковой электронике / Отв. Редактор А.Л. Асеев. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2004. – 368с.
11. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы нанoeлектроники: Учебное пособие. М: Физматкнига, 2006. – 496с.

## 9. КОНСТРУКЦІЯ ТА ПРИНЦИПИ РОБОТИ НАНОЕЛЕКТРОННИХ ПРИЛАДІВ

<b>Варіант</b>	<b>Завдання</b>
<b>1</b>	<b>Одноелектронний генератор.</b>
<b>2</b>	<b>Резонансно-тунельний діод.</b>
<b>3</b>	<b>Одноелектронні пастки.</b>
<b>4</b>	<b>Резонансно-тунельний біполярний транзистор.</b>
<b>5</b>	<b>Логічні елементи на основі резонансного тунелювання.</b>
<b>6</b>	<b>Головка для зчитування на основі гігантського магнітоопору.</b>
<b>7</b>	<b>Енергонезалежна пам'ять на основі спін залежного тунелювання.</b>
<b>8</b>	<b>Спін - вентиляльний транзистор.</b>
<b>9</b>	<b>Енергонезалежна пам'ять на основі гігантського магнітоопору.</b>
<b>10</b>	<b>Польові транзистори на віддзеркалених електронах.</b>
<b>11</b>	<b>Інтерференційні транзистори.</b>
<b>12</b>	<b>Керовані напругою логічні елементи на основі одно електронних транзисторів.</b>
<b>13</b>	<b>Транзистори на основі резонансного тунелювання.</b>
<b>14</b>	<b>Одно електронний транзисторний параметрон.</b>
<b>15</b>	<b>Стандарти постійного струму.</b>
<b>16</b>	<b>Генератор на основі одно електронного транзистору.</b>
<b>17</b>	<b>Керовані зарядом логічні елементи на основі одно електронних транзисторів.</b>
<b>18</b>	<b>Одно електронний генератор накачки.</b>
<b>19</b>	<b>Одно електронний турнікет.</b>
<b>20</b>	<b>Резонансно-тунельний транзистор на гарячих електронах.</b>
<b>21</b>	<b>Резонансно-тунельні діоди, які керуються затвором.</b>
<b>22</b>	<b>Стандарти температури.</b>