

**А. П. Чебаненко, Ю. М. Каракіс**

# **ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ**

**Частина VI**

**Визначення параметрів напівпровідників  
без участі оптичного збудження**

**НАВЧАЛЬНО-МЕТОДИЧНИЙ ПОСІБНИК**



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені І. І. МЕЧНИКОВА  
ФАКУЛЬТЕТ МАТЕМАТИКИ, ФІЗИКИ ТА ІНФОРМАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ

**А. П. Чебаненко, Ю. М. Каракіс**

**ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ**  
**Частина VI**  
**Визначення параметрів напівпровідників**  
**без участі оптичного збудження**

НАВЧАЛЬНО-МЕТОДИЧНИЙ ПОСІБНИК  
до спеціального курсу лекцій  
«Фізика напівпровідників»

ОДЕСА  
ОНУ  
2023

**УДК 621.315.59(076.5)  
Ч-195**

**Автори:**

**А. П. Чебаненко**, кандидат фізико-математичних наук, доцент ф-ту МФІТ ОНУ імені І. І. Мечникова;

**Ю. М. Каракіс**, провідний фахівець ф-ту МФІТ ОНУ імені І. І. Мечникова.

**Рецензенти:**

**І. В. Загінайло**, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики Одеської державної академії будівництва і архітектури;

**Ю. К. Корнієнко**, кандидат фізико-математичних наук, доцент Одеського національного технологічного університету;

**В. А. Борщак**, доктор фізико-математичних наук, провідний науковий співробітник міжвідомчого науково-навчального фізико-технічного центру.

*Рекомендовано до друку науково-методичною радою  
ОНУ імені І. І. Мечникова.  
Протокол № 5 від 20.10.2022 р.*

**Чебаненко А. П.**

**Ч-195** Фізика напівпровідників. Ч. VI. Визначення параметрів напівпровідників без участі оптичного збудження : навч.-метод. посіб. до спец. курсу лекцій «Фізика напівпровідників» / А. П. Чебаненко, Ю. М. Каракіс – Одеса; Одес. нац. ун-т ім. І. І. Мечникова, 2023. – 90 с.

ISBN 978-617-689-472-8

*Навчально-методичний посібник написано відповідно до діючої програми дисципліни «Фізика напівпровідників». Мета даного видання – допомогти студентам в їх самостійній роботі над відповідним курсом. Вказівки сприятимуть розробці у студентів навичок самостійної експериментальної роботи, та застосування теоретичних знань для вирішення практичних задач.*

*Для студентів IV-го курсу факультету математики, фізики та інформаційних технологій, що обрали спеціальності «Фізика та астрономія» і «Прикладна фізика та наноматеріали».*

**УДК 621.315.59(076.5)**

## ЗМІСТ

<b>Вступ</b> .....	4
<b>X. Визначення параметрів напівпровідників з кінетичних ефектів</b>	
10.1. Визначення ширини забороненої зони і енергетичного положення локальних центрів у напівпровіднику по температурній залежності провідності .....	5
Питання для самоперевірки .....	12
10.2. Визначення дрейфової рухливості неосновних носіїв заряду .....	13
Питання для самоперевірки .....	23
10.3. Визначення типу основних носіїв і їх концентрації методом термозонду .....	25
Питання для самоперевірки .....	32
10.4. Визначення питомого опору напівпровідників і їх однорідності компенсаційним методом.....	34
Питання для самоперевірки .....	38
10.5. Дослідження струмів, обмежених просторовим зарядом.....	39
Питання для самоперевірки .....	51
<b>XI. Визначення параметрів напівпровідників за участю магнітного поля</b>	
11.1. Ефект Холла .....	52
Питання для самоперевірки .....	60
<b>XII. Параметри напівпровідників, що здобуваються з дослідження бар'єрних структур</b>	
12.1. Параметри напівпровідників, визначувані з вольт-амперних характеристик p-n переходів .....	61
Питання для самоперевірки .....	79
<b>Карта можливостей (дорожня карта) визначення параметрів напівпровідників .....</b>	<b>80</b>
<b>Список рекомендованої літератури.....</b>	<b>83</b>
<b>Добре слово.....</b>	<b>85</b>
<b>ДОДАТКИ .....</b>	<b>87</b>

## ВСТУП

Представлена завершальна частина VI навчально-методичного посібника “Фізика напівпровідників” є продовженням частин VI. До неї зібрано способи отримання параметрів напівпровідників без використання світла.

За означенням вказані параметри відносяться до рівноважних носіїв. Наведено також методи одержання фундаментальних параметрів без освітлення зразків – ширини забороненої зони, концентрації пасток, їх енергії активації, тощо.

Крім кінетичних явищ, що відбуваються при цьому в напівпровідникових кристалах, розглянуто особливості, які з’являються під впливом на них магнітного поля.

Окрему увагу приділено формуванню бар’єрних структур з напівпровідників протилежного типу провідності і отримання їх параметрів з вивчення вольт-амперних і вольт-фарадних характеристик сформованих р-n-переходів. Розглянуті методи можуть бути корисними, коли дослідник має у своєму розпорядженні не окремий кристал, а промислово виготовлений напівпровідниковий прилад. Спосіб отримання ширини забороненої зони по січній прямих гілок ВАХ публікується вперше.

До кожного з наведених методів додається принципова схема виміральної установки з її описом і розглядаються особливості методики експерименту.

В завершення кожного розділу за сформованим стилем наводяться контрольні запитання для самоперевірки.

В кінці частини VI подано список літератури, що може бути корисною, і табличні дані для порівняння з отриманими параметрами напівпровідників.

## X. ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ НАПІВПРОВІДНИКІВ З КІНЕТИЧНИХ ЕФЕКТІВ

### 10.1. Визначення ширини забороненої зони і енергетичного положення локальних центрів у напівпровіднику по температурній залежності провідності

#### 10.1.1. Температурна залежність провідності напівпровідників

Одним з найпоширеніших способів визначення ширини забороненої зони  $E_g$  напівпровідника і енергетичної глибини пасток є дослідження температурної залежності його провідності.

Розглянемо спочатку власний напівпровідник. Електропровідність його залежить від концентрації електронів  $n_0$  і дірок  $p_0$  та їх рухливостей  $\mu_n$  і  $\mu_p$ :

$$\sigma = en_0\mu_n + ep_0\mu_p . \quad (10.1)$$

Для того, щоб знайти залежність електропровідності від температури необхідно з'ясувати, як змінюються концентрації носіїв струму і їх рухливості із зміною температури.

У власному напівпровіднику носії заряду виникають в результаті розриву валентних зв'язків, тому концентрації вільних електронів і дірок рівні між собою:  $n_0=p_0=n_i$ .

Величина  $n_i$  носить назву власної концентрації вільних носіїв заряду. Концентрації рівноважних електронів і дірок визначаються виразами (див. частину I, розділ 2.2):

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{|E_c - E_f|}{kT}\right)$$
$$p_0 = P_v \exp\left(-\frac{|E_f - E_v|}{kT}\right) ,$$

де  $N_c$  і  $P_v$  – ефективні густини станів,  $E_c$  і  $E_v$  – енергії краю відповідних зон,  $E_f$  – енергія рівня Фермі. Враховуючи це, одержимо

$$n_i = \sqrt{n_0 p_0} = \sqrt{N_c P_v} \exp\left(\frac{-|E_v - E_c|}{2kT}\right) = \sqrt{N_c P_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (10.2)$$

Формула (10.2) ще не відображає повну залежність  $n_i(T)$  оскільки із зміною температури густина ефективних станів також змінюється згідно із законом:  $N_c = C_1 T^{\frac{3}{2}}$ ;  $P_v = C_2 T^{\frac{3}{2}}$ , де  $C_1$  і  $C_2$  деякі сталі, залежні від ефективних мас електронів і дірок. Звідси

$$n_i = C_3 T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right).$$

Рухливість зарядів пов'язана з температурою залежністю

$$\begin{aligned} \mu_n &= C_4 T^\alpha \\ \mu_p &= C_5 T^\alpha, \end{aligned}$$

де коефіцієнт  $\alpha$  для різних механізмів розсіяння приймає значення з інтервалу  $(-3/2 \dots +3/2)$ . З урахуванням викладеного, (10.1) перетворюється до вигляду:

$$\sigma = en_i(\mu_n + \mu_p) = \text{const} \cdot T^{\frac{3}{2} + \alpha} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (10.3)$$

Оскільки передекспоненціальний множник в (10.3) із зростанням температури змінюється набагато повільніше, ніж експонента, то для не дуже високих температур його можна вважати постійним. Тому остаточно одержуємо:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (10.4)$$

Величина  $\sigma_0$  в цій формулі визначає електропровідність при  $T = \infty$ , що відповідає відриву всіх валентних електронів від всіх атомів.

Розглянемо тепер залежність електропровідності від температури для випадку домішкового напівпровідника, для визначеності електронного. Нехай  $N_d$  – концентрація атомів донорної домішки;  $E_d$  – енергія іонізації домішки, тобто енергетична відстань від рівня

донорів до дна зони провідності. У тому випадку, коли концентрація  $N_d$  не дуже мала, кількість електронів, що звільняються з атомів домішки, в стані теплової рівноваги дорівнює (див. частину I, розділ 2.2):

$$n_i = \sqrt{N_d N_c} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right).$$

При низьких температурах, коли енергія фононів порівняно невелика, кількість електронів, що звільняються з атомів решітки, виявляється менше кількості електронів, що звільняються з атомів домішки. Тому при низьких температурах електропровідність домішкового напівпровідника буде, в основному, обумовлена електронами домішки.

При достатньо високій температурі практично всі атоми домішки будуть іонізовані. Тому зростання провідності відбуватиметься лише за рахунок власних електронів напівпровідника.

Таким чином, при значних температурах електропровідність напівпровідника забезпечується електронами основної решітки, а при низьких – електронами атомів домішки.

На практиці зручніше проводити вимірювання температурної залежності не провідності, а опору. В цьому випадку формула (10.4) перетвориться до вигляду

$$R_{\text{влас}} = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{S} = R_0 \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (10.5)$$

де  $S$  – площа поперечного перерізу зразка,  $l$  – довжина частини зразка, на якій здійснюються вимірювання.

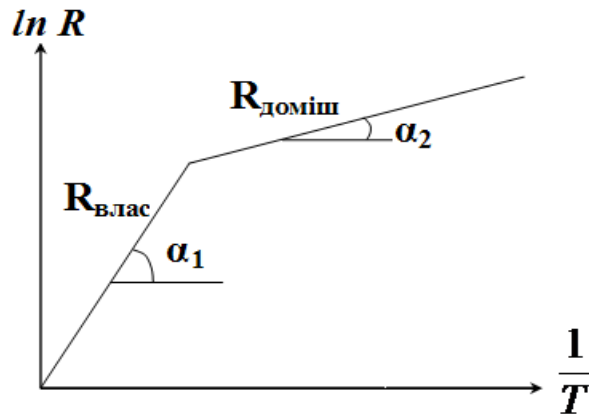
Аналогічно у області температур домішкової провідності

$$R_{\text{дом}} = R_{01} \exp\left(\frac{E_d}{2kT}\right). \quad (10.6)$$

Логарифмуючи вирази (10.5) і (10.6) одержуємо

$$\ln R_{\text{влас}} = \ln R_0 + \frac{E_g}{2k} \frac{1}{T}$$

$$\ln R_{\text{доміш}} = \ln R_{01} + \frac{E_d}{2k} \frac{1}{T}$$
(10.7)



**Рис. 10.1. Температурна залежність опору домішкового напівпровідника**

Видно, що залежності  $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$  описуються рівняннями прямих, кутовий коефіцієнт яких (рис. 10.1) визначається енергією активації:

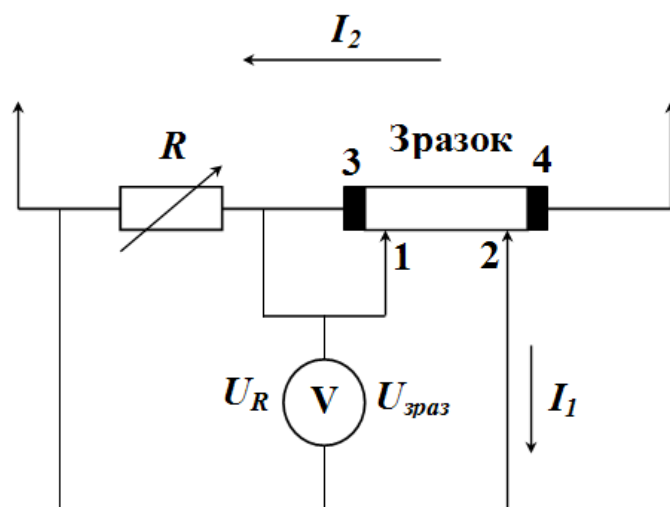
$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha_1 &= \frac{E_g}{2k} \\ \operatorname{tg} \alpha_2 &= \frac{E_d}{2k} \end{aligned}$$
(10.8)

### 10.1.2. Методика вимірювання

При контакті металу з напівпровідником виникає додатковий перехідний опір (див. розділ 12.1). Крім того, величина струму, що протікає через такий контакт, може залежати від його напрямку. Це спотворює вимірювану величину провідності і може відобразитися на кінцевому результаті – енергії активації. Оскільки визначувані в даній роботі параметри напівпровідника мають істотно об'ємну природу, при визначенні температурної залежності електропровідності необхідно обрати метод вимірювання, який виключає вплив

контактних явищ в точках дотику зондів із зразком і на струмовведеннях.

Для усунення впливу зондів використовують наступний прийом. Послідовно із зразком вмикають змінний опір (рис. 10.2). Падіння напруги з нього  $U_R$  подається на вольтметр  $V$ . Туди ж, але в протилежній полярності вмикається вимірювана напруга  $U_{\text{зраз.}}$ . Змінюючи величину опору  $R$ , за показами вольтметра можна добитися  $U_{\text{зраз.}}=U_R$ . В цьому випадку вольтметр повинен показати нуль. Оскільки опір  $R$  і зразок увімкнені послідовно, через них тече однаковий струм. Тому баланс напруги означає рівність величини опору  $R$  і опору частини зразка між зондами:  $R=R_{\text{зраз.}}$ . Одночасно баланс напруги означає відсутність струму  $I_1$  через точки 1 і 2. Причому струм через вимірювальні зонди відсутній і в тому випадку, якщо струм через зразок і опір  $R$  буде різним при різній полярності прикладеної напруги. Таким чином, виключається вплив контактних опорів зондів.



**Рис. 10.2. Компенсаційний метод вимірювання напруги на частині зразка поміж зондами**

Проте, так неможливо усунути вплив контактних явищ на струмовведеннях 3 і 4, оскільки це привело б до відсутності струму  $I_2$  через зразок і неможливості проводити вимірювання. Тому для живлення зразка застосовують змінну напругу. Якщо величина періоду її коливань виявляється менше часу релаксації вольтметра  $V$ ,

то прилад автоматично покаже середнє значення і вплив несиметрії протікаючих у різних напрямках струмів не позначиться. Зонди 1 і 2 слід розташовувати на достатньо великих відстанях від контактів 3 і 4 для усунення впливу їх перехідних опорів.

При виконанні вимірювань на зразку напівпровідника може виникнути градієнт температури, обумовлений неоднорідністю температури нагрівача або дуже швидким розігріванням. Градієнт температури уздовж поверхні зразка викличе появу термо-е.р.с. на контактах, яка протягом вимірювань зберігатиме свою величину і напрям (див. розділ 10.3). Щоб усунути вплив цієї термо-е.р.с. у схему вводиться послідовно з одним із зондів конденсатор, який при балансі схеми заряджається до потенціалу, компенсуючого термо-е.р.с.

Для збільшення достовірності показів термопари швидкість розігрівання слід обирати достатньо низькою, щоб встигала встановитись однакова температура в мікрооб'ємі навколо зразка. Тільки в цьому випадку покази термопари відповідають температурі зразка.

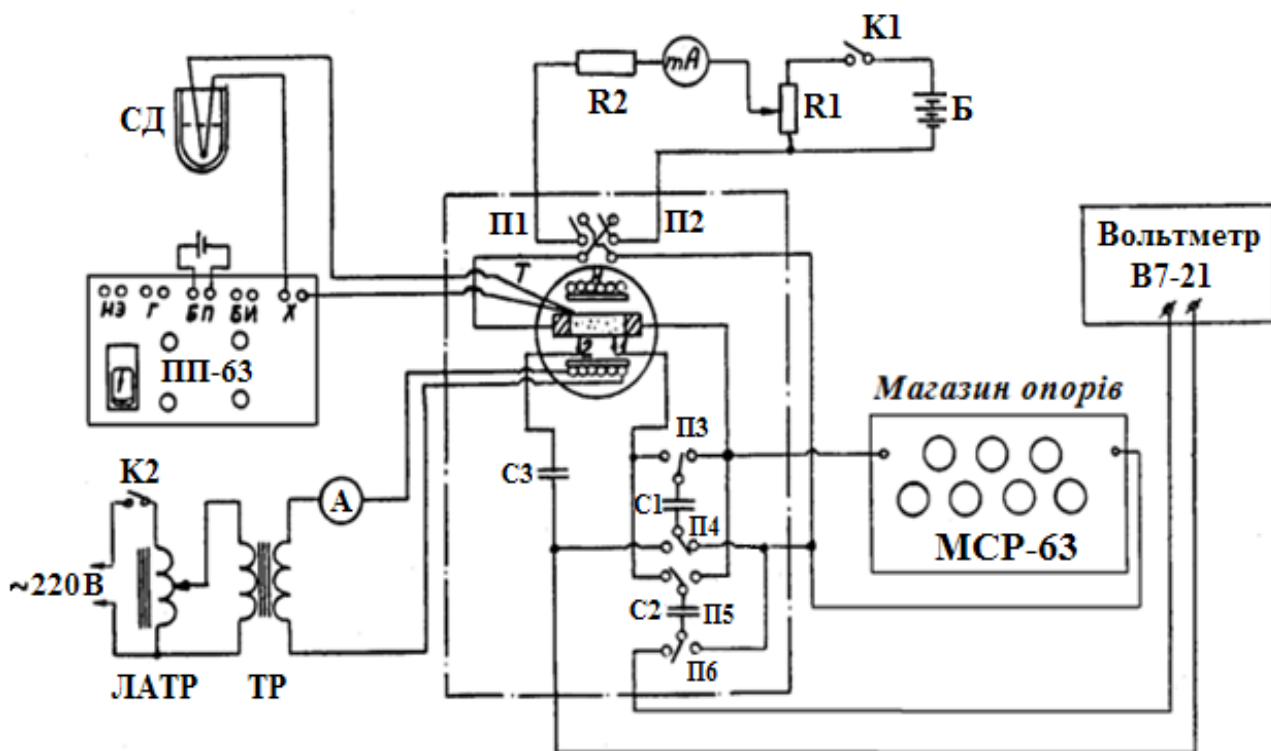
### **10.1.3. Вимірювальна установка**

Для вимірювання температурної залежності опору напівпровідника в даній роботі використовується імпульсна компенсаційна схема (рис. 10.3).

При замкнутому ключі К1 напруга від джерела живлення через перемикачі П1-П2, що змінюють її полярність, подається на прямокутний зразок напівпровідника і ввімкнений послідовно з ним опір R, що є магазином опорів. Величина прикладеної напруги регулюється подільником R1. Протікаючий струм реєструється міліамперметром mA.

Падіння напруги на опорі R за допомогою конденсаторів С1 і С2 порівнюється з падінням напруги на вимірювальних зондах 1 і 2. Перемикачі П1-П2-П3-П4-П5-П6, що є поляризаційними реле, працюють синхронно. Конденсатори С1 і С2 по черзі в кожному половині періоду коливань живлячої напруги вмикаються то до

опору  $R$ , то до зразка, заряджаючись до відповідних потенціалів. Потім, також по черзі, віддають свій заряд вольтметру.



**Рис. 10.3. Електрична схема вимірювальної установки**

Приведена схема дозволяє виконувати компенсацію змінних напруг  $U_{\text{зраз}}$  і  $U_R$ , використовуючи прилад, що вимірює постійну напругу. Відлік опору зразка у момент повної компенсації здійснюється безпосередньо з магазину опорів.

Для вимірювання температурної залежності опору, зразок в спеціальному утримувачі розміщується всередині кварцової трубки. Зовні на кварцовій трубці розташована обмотка нагрівача  $H$ , який живиться від автотрансформатора ЛАТР. Контролюючи при цьому струм нагрівача за допомогою амперметра  $A$ , можна керувати швидкістю розігрівання.

Температура зразка вимірюється термопарою, холодний кінець якої знаходиться при температурі таючого льоду. Виникаюча термо-е.р.с. термопари фіксується відповідним потенціометром (ПП-63), або, що набагато зручніше, цифровим вольтметром (В7-21).

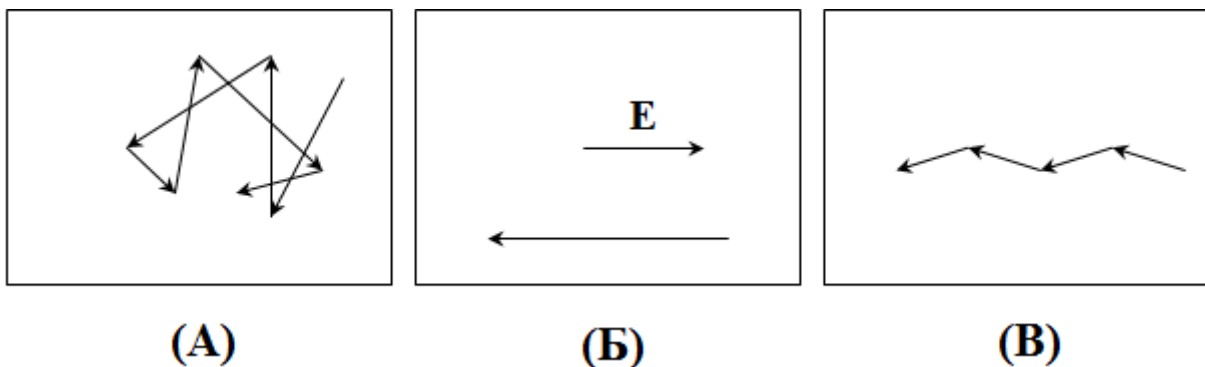
## Питання для самоперевірки

1. Який з нахилів графіка  $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$  пов'язаний з шириною забороненої зони, а який з енергією активації пастки (або пасток) і чому?
2. Чому для розрахунків використовується формула з двійкою в показнику експоненти?
3. Як при вимірюваннях усувається вплив термо-е.р.с. на контактах?
4. Чому не можна виконувати вимірювання опору зразка містком Уітстона (рис. 10.2).
5. Навіщо підвищення температури слід здійснювати якомога повільніше?
6. Чи підвищується точність вимірювань опору при використанні мостових схем рис. 10.2–10.3.
7. Навіщо до зразка прикладається імпульсно-змінна напруга?
8. В ході нагріву опір кристала зменшується і, значить, сила струму через нього зростає. Чому це не враховується?
9. Що таке концентрація власних носіїв  $n_i$ ? Навіщо вона вводиться?
10. Чи змінюється ширина забороненої зони при нагріві? Чому? Чи слід це враховувати?
11. Середня енергія фононів при кімнатній температурі 0,025 еВ. При підвищеній, 100 °С (або 373 К), – 0,034 еВ. Яким чином електрони, наприклад, у германії, активуються через заборонену зону 0,67 еВ (у 20–25 разів більшу)?

## 10.2. Визначення дрейфової рухливості неосновних носіїв заряду

### 10.2.1. Рухливість носіїв струму

Рухливість носіїв струму являє собою один з найважливіших параметрів, що характеризують електричні властивості напівпровідників. Цей параметр визначає такі властивості приладів як інерційність, частотні характеристики та ін.



**Рис. 10.4. Рух електрона у кристалі. Стрілками вказані вектори швидкості після кожного зіткнення**

Для визначеності будемо розглядати електронну компоненту струму. За відсутності зовнішнього електричного поля вільні електрони здійснюють тільки безладний тепловий рух. При цьому кожен з них описує складну траєкторію (рис. 10.4А). Кількість електронів, що рухаються в будь-якому напрямі, в середньому дорівнює кількості електронів, що рухаються в протилежному напрямі. Тому за відсутності електричного поля сумарний заряд, що переносять електрони в будь-якому напрямі, дорівнює нулю і безладний тепловий рух носіїв заряду не створює струму.

При накладенні зовнішнього електричного поля електрони отримують додатковий упорядкований рух в напрямі, протилежному напрямку поля. Якщо б не було розсіювання (як, наприклад, у вакуумі), то їх рух був би таким, як показано на рис. 10.4Б. Але фактичний рух електрона в кристалі складається з неупорядкованого

теплого і упорядкованого руху, що викликаний зовнішнім електричним полем (рис. 10.4В). Внаслідок цього здійснюється переміщення всієї сукупності електронів з деякою середньою швидкістю у напрямку, протилежному напрямку зовнішнього електричного поля. Ця швидкість називається дрейфовою швидкістю. Відношення дрейфової швидкості, що набула носіями струму під дією зовнішнього електричного поля, до напруженості цього поля називається дрейфовою рухливістю, тобто

$$\mu_d = \frac{V_d}{E}. \quad (10.9)$$

Дрейфова рухливість – це дрейфова швидкість, що приходить на одиницю прикладеної напруженості поля. Її розмірність  $[\mu_d] = \frac{cm^2}{B \cdot c}$  (див. Додаток).

Як витікає з сказаного, поняття рухливості пов'язане з процесами розсіювання носіїв струму, яке визначає їх рух в реальних напівпровідниках під дією зовнішнього електричного поля.

Розсіювання носіїв заряду в напівпровіднику відбувається як на теплових коливаннях атомах решітки, так і на нейтральних і іонізованих атомах донорної і акцепторної домішки, а також на носіях протилежного знаку, на зсувах, що викликаються пластичною деформацією всередині кристалу тощо.

Найбільш суттєвим є розсіювання на теплових коливаннях решітки і на іонах домішки завдяки її збільшеному перерізу захоплення. У зв'язку з цим, для  $\mu_d$  вводиться дві компоненти, що відповідають розсіянню на теплових коливаннях  $\mu_T$  і на іонах домішки  $\mu_I$ , які визначаються відповідно до (10.9) як рухливості носіїв заряду при одному з видів розсіювання. Величина рухливості  $\mu_d$  з урахуванням двох видів розсіювання може бути записана через  $\mu_T$  і  $\mu_I$  за допомогою формули

$$\frac{1}{\mu_d} = \frac{1}{\mu_T} + \frac{1}{\mu_I}. \quad (10.10)$$

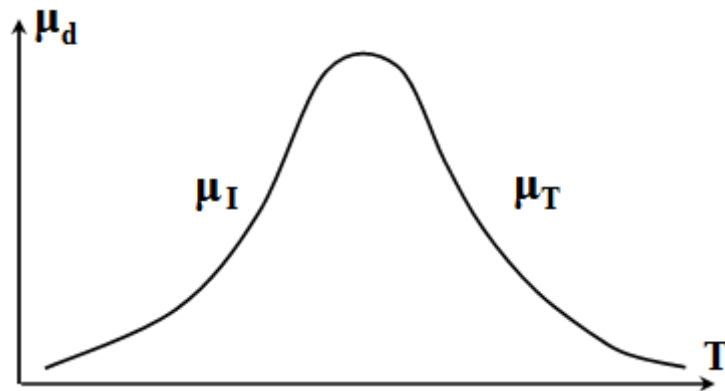
Як слідує з теорії, рухливість носіїв струму в напівпровідниках з атомною, тобто незарядженою, решіткою наступним чином залежить від довжини вільного пробігу  $l$  і температури  $T$ :

$$\mu_T = \frac{4el}{3\sqrt{2\pi m^* kT}},$$

а довжина вільного пробігу обернено пропорційна температурі:

$$l \sim \frac{1}{(m^*)^2 T}.$$

Тут  $m^*$  і  $e$  – відповідно ефективна маса електрона і його заряд,  $k$  – постійна Больцмана.



**Рис. 10.5. Температурна залежність рухливості**

Отже, рухливість, що відповідає розсіянню на теплових коливаннях атомної решітки, змінюється з температурою як

$$\mu_T(T): T^{-\frac{3}{2}}. \quad (10.11)$$

Концентрація атомів основної решітки складає у напівпровідниках в залежності від щільності упаковки величину порядку  $10^{21} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . Тому вже в області кімнатних температур і вище розсіювання здійснюється в основному на теплових коливаннях, які можна уявити як зіткнення електронів, що рухаються, з квантовими частками – фононами. Цілком очевидно, що оскільки з

ростом температури число таких фононів зростає, рухливість повинна зменшуватись [див. формулу (10.11) і рис. 10.5, права частина].

Інший характер має розсіяння на іонах домішки. Ці іони створюють навколо себе кулонівське електричне поле. Рухаючись в цьому полі, носій струму відхиляється від свого початкового напрямку. Причому, тим сильніше, чим ближче він проходить від іона домішки і чим більше часу він знаходиться в полі цього іона. Зі зменшенням температури, за рахунок уповільнення, електрон розсіюється сильніше (див. рис. 10.5, ліва частина).

До того ж за наявності розсіювання на іонах домішки величина рухливості  $\mu_1$  виявляється залежною від концентрації домішки або від величини питомого опору напівпровідникового матеріалу. Зі зростанням рівня легування величина питомого опору і компонента рухливості  $\mu_1$  спадають.

### 10.2.2. Вимірювальна установка і методика експерименту

Згідно з формулою (10.9)

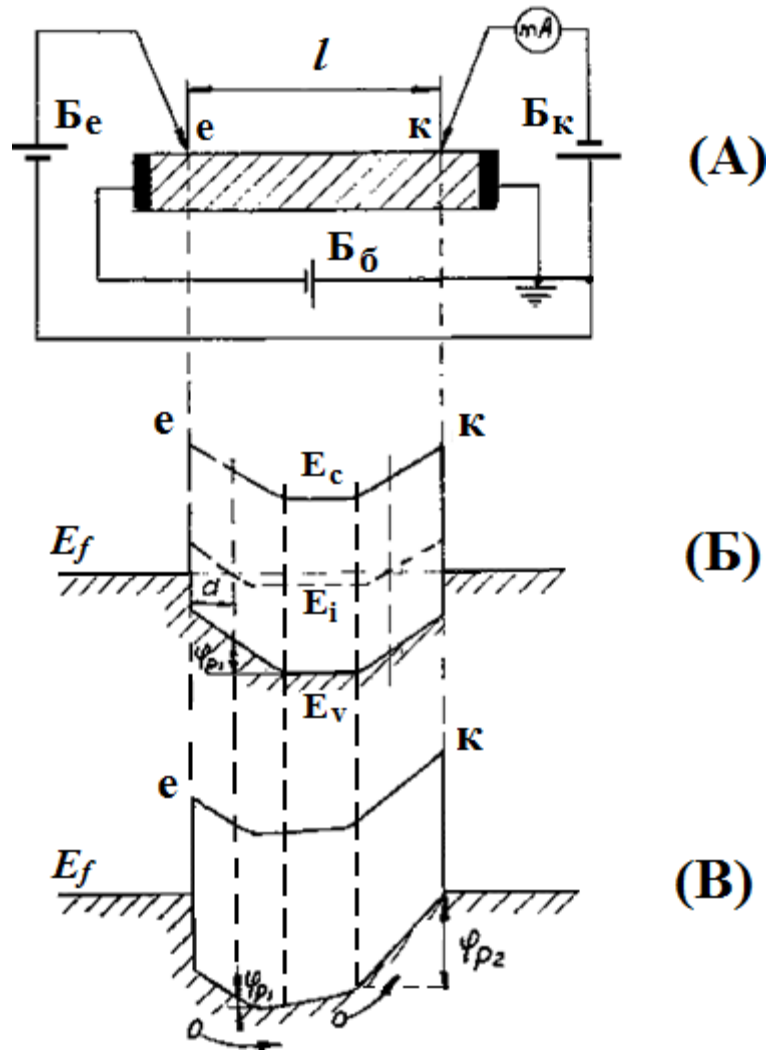
$$\mu_d = \frac{V_d}{E} = \frac{l^2}{t U} \cdot \quad (10.14)$$

Тут враховано, що  $V_d = \frac{l}{t}$  і  $E = \frac{U}{l}$ , де  $t$  – середній час, який носії витрачають на здолаття відрізка  $l$  (зазвичай відстань між зондами). Величина  $U$  – це напруга, яка прикладена до цієї частини зразка. Але ж в цьому випадку у створеному полі дрейфують по меншій мірі чотири видів носіїв: власні електрони і дірки, що вже були рівномірно розподілені у кристалі, і інжектвані з контактів основні і неосновні нерівноважні носії. Використовувані установка і метод експерименту повинні відділяти інжектваних носіїв з керованими параметрами від власних з будь-якими властивостями.

Біполярна дрейфова рухливість, що в загальному випадку обумовлює провідність зразка, при цьому задається співвідношенням:

$$\mu_E = \frac{p+n}{\frac{p}{\mu_n} + \frac{n}{\mu_p}}, \quad (10.15)$$

де  $p$  і  $n$  – сумарні концентрації рівноважних ( $p_0$  і  $n_0$ ) і нерівноважних інжектованих ( $\Delta p$  і  $\Delta n$ ) дірок і електронів:  $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$ .



**Рис. 10.6.** Принципова схема вимірювань дрейфової рухливості носіїв заряду (А) і зонна діаграма напівпровідника поміж контактами до (Б) і після (В) прикладення зовнішньої напруги

Формула (10.15) спрощується, якщо концентрація інжектованих неосновних носіїв заряду  $\Delta p$  значно менше концентрації основних носіїв ( $\Delta p \ll n_0$ ) і виміри проводяться на зразку домішкової провідності ( $n_0 \gg p_0$ ). Інжекція не порушує електронейтральності зразка, тому  $\Delta n = \Delta p$ . В результаті  $n \gg p$  і з (10.15) витікає  $\mu_E = \mu_p$ .

Тобто дрейфова рухливість, що вимірюється, визначається тільки дрейфовою рухливістю інжекттованих дірок.

Вказані умови реалізуються на схемі рис. 10.6А. В напівпровідниковому зразку батареєю  $B_6$  створюється електричне поле  $E$ . У деякий момент через точковий контакт “е” в зразок інжектуються неосновні носії. Зонна діаграма напівпровідника при цьому має вигляд, представлений на рис. 10.6Б (див. розділ 12.1). Видно, що рівень Фермі на відстані  $\alpha$  від контакту виявляється нижче за середину забороненої зони  $E_i$ . Отже, ця область насичена дірками. Якщо полярність інжектуючої напруги, що задається батареєю  $B_e$ , підібрана таким чином, що знижує висоту бар’єру для дірок  $\phi_{p1}$  (т. зв. прямий або позитивний зсув, “плюс” на емітерному зонді, як показано на рисунку), то в глибину зразка інжектуються переважно дірки (рис. 10.6В). Полярність прикладеної до колекторного контакту напруги обирається протилежною (зворотний або негативний зсув, “мінус” на колекторному зонді). При цьому висота цього бар’єру  $\phi_{p2}$  збільшується (рис. 10.6В). Бар’єр перешкоджає переходу електронів з об’єму напівпровідника в колектор, в той же час сприяючи збиранню інжекттованих дірок.

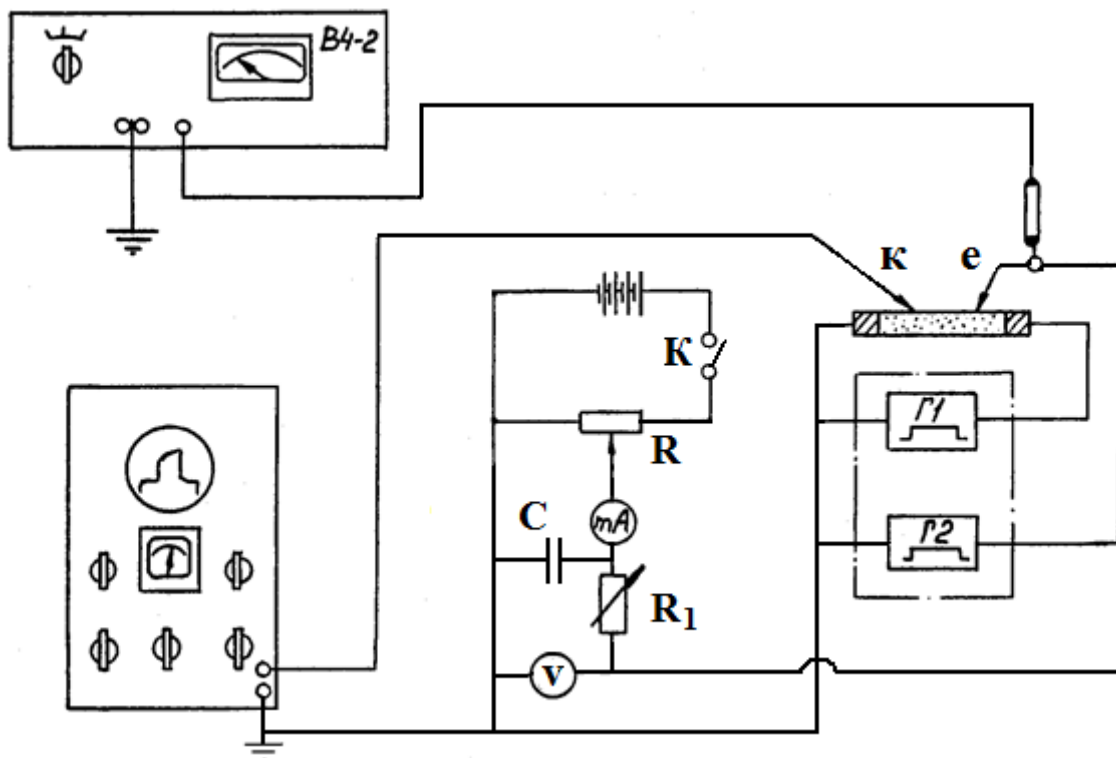
Величина струму, що протікає через колектор у вказаних умовах, пропорційна концентрації неосновних носіїв поблизу колектора. Тому момент, коли інжекттовані носії досягнуть колектора [величина  $t$  у формулі (10.14)], може бути зафіксований по збільшенню струму.

Установка складається з генераторів прямокутних імпульсів струму  $\Gamma_1$  і  $\Gamma_2$  (краще використовувати здвоєний генератор, тоді можна регулювати час затримки між імпульсами), імпульсного вольтметра (наприклад, В4-2), мікроскопа, на столику якого розташований зразок (зручний МИР-12), джерела постійної напруги і реєструючої системи з імпульсним осцилографом. Полярності увімкнення всіх напруг до зразка відповідають рис. 10.6.

Зразок, на якому виконуються вимірювання, має бути прямокутним брусочком, вирізаним з монокристалічного злитка. На зразку встановлюються два точкові вольфрамові зонди, один з яких слугує емітером “е”, інший колектором “к”. Використання вольфраму

– це примусова необхідність за його жорсткість. Зазвичай він створює з напівпровідником неомічний контакт. Набагато краще було би використовувати класичні матеріали, наприклад, золото. Проте ці матеріали, як правило, ковкі, м'які. Точковий контакт з ними створити неможливо, бо загострений кінчик розплющується.

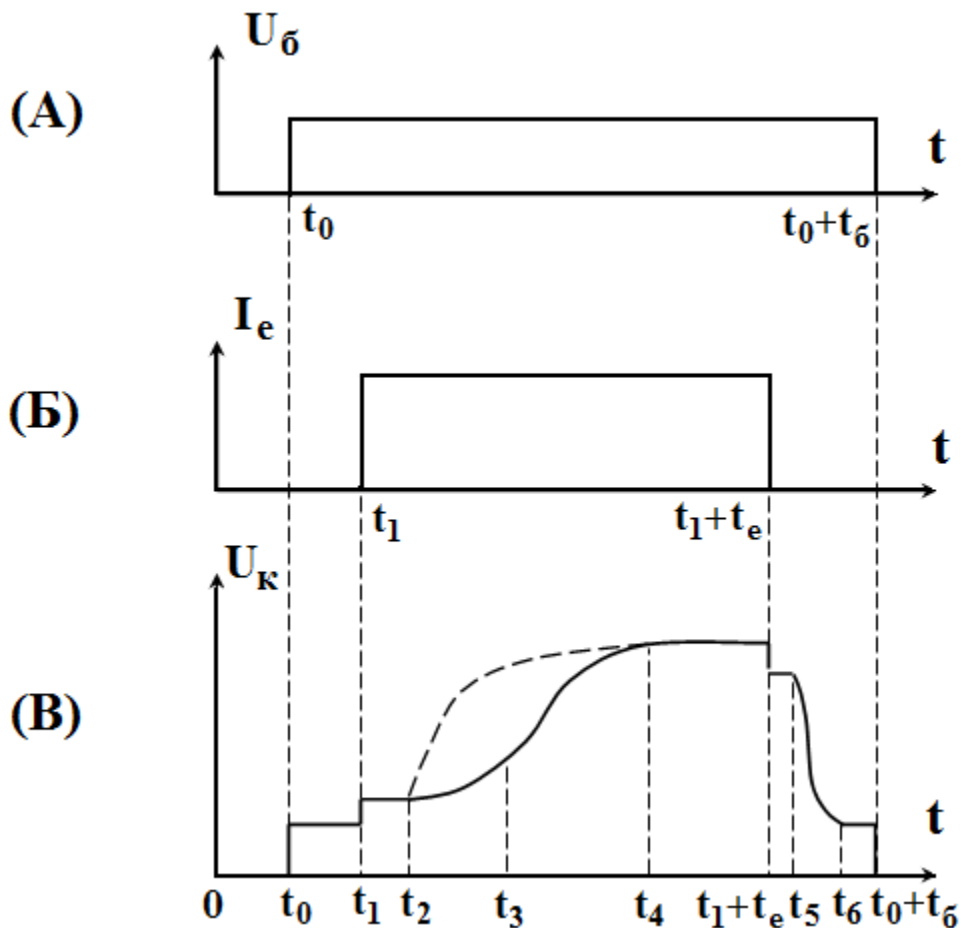
Відстань між зондами вимірюється за допомогою мікроскопа.



**Рис. 10.7. Схема експериментальної установки**

Вимірювальна установка працює наступним чином. У момент часу  $t_0$  від генератора Г1 на зразок подається імпульс напруги прямокутної форми тривалістю  $t_6$  (рис. 10.8А). У зразку створюється поле  $E_1$ . Через деякий час затримки  $t_1$  від генератора Г2 на емітерний зонд Э подається імпульс прямокутної форми тривалістю  $t_e$ , що інжектує в зразок неосновні носії заряду (рис. 10.8Б) і підвищує внутрішнє поле до  $E_2$ . З моменту часу  $t = t_1$  інжектовані емітером неосновні носії починають дрейфувати в електричному полі  $E_2$ , створеному генераторами Г1 і Г2. До моменту часу  $t_2$  інжектовані переднім фронтом імпульсу генератора Г2 носії досягнуть колектора і змінять його потенціал, який реєструється осцилографом.

Час дрейфу, який відповідає приходу основної маси інжектованих носіїв на колектор, може бути визначений з осцилограми колекторної напруги  $U_K$  в точці перегину, як  $t_n=t_3-t_1$  (рис. 10.8В; максимум на рис. 10.9) його можна назвати часом приходу. До моменту  $t_4$  до колектора добираються найповільніші з інжектованих носіїв (рис. 10.9, край лівої частини графіка).

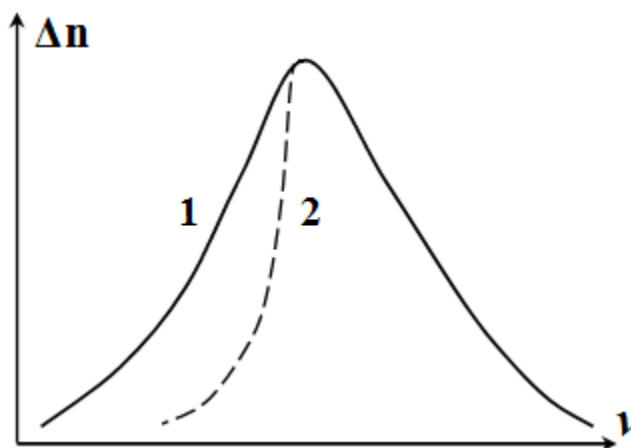


**Рис. 10.8. Осцилограми: (А) - імпульсу напруги  $U_δ$ ; (Б) - імпульсу струму  $I_e$ ; (В) - колекторної напруги  $U_K$**

При закінченні імпульсу генератора Г2 ( $t=t_1+t_e$ ) напруженість поля в точці прикладення колектора зменшується. З цим пов'язаний стрибок сигналу на графіку  $U_K(t)$ . Одночасно інжекція носіїв у зразок припиняється. Проте дрейф носіїв до колектора триватиме до часу  $t_5$ , поки задній фронт імпульсу інжектованих носіїв не досягне колектора. Якщо інжектовані носії йдуть за колектор у момент часу

$t_6$ , то час дрейфу  $t_b$  носіїв між емітером і колектором, або час відходу буде дорівнювати  $t_b = t_6 - (t_1 + t_e)$ .

Слід зазначити, що часи дрейфу носіїв заряду між емітером і колектором  $t_n$  і  $t_b$  не рівні між собою. Це відбувається тому, що передній і задній фронти імпульсу інжекттованих носіїв дрейфують в різних по величині електричних полях. Дійсно, передній фронт імпульсу інжекттованих носіїв переміщується в сумарному електричному полі  $E_2$ , створеному в зразку імпульсами генераторів Г1 і Г2, тоді як задній фронт імпульсу інжекттованих носіїв рухається під дією поля  $E_1$  одного генератора Г1. Якщо обчислення рухливості проводити за часом відходу  $t_b$ , то за допомогою імпульсного вольтметра слід визначати напруженість поля між емітером і незаземленим кінцем зразка. В тому разі, якщо зразок електрично однорідний, отримане значення відповідатиме полю  $E_1$  між зондами.



**Рис. 10.9. Розподіл за швидкостями інжекттованих носіїв струму до (1) і після (2) подолання потенційного бар'єру**

Процеси дифузії викликають розмиття фронтів імпульсу інжекттованих носіїв заряду. Відповідно до цього значення  $t=t_2-t_1$  і  $t=t_4-t_1$  є часом приходу до колектора найшвидших і найповільніших з інжекттованих носіїв. В тому випадку, якщо нерівноважні інжекттовані носії мають симетричний розподіл за швидкостями (рис. 10.9. крива 1), час приходу основної маси частинок  $t_n=(t_4-t_1)/2$ .

Проте, оскільки вірогідність подолання потенційного бар'єру при інжекції (див. рис. 10.6) менше у частинок з меншою енергією, а значить і меншою швидкістю, такий розподіл порушується (рис. 10.9. крива 2). Це особливо позначається для високих бар'єрів, тобто, малих рівнів інжекції аж до зміни форми кривої наростання  $U_k(t)$  (рис. 10.8В, пунктирна лінія на відрізку  $t_2-t_4$ ). Аналогічно при цьому матиме місце несиметрія відрізків на ділянці спаду  $t_6-t_5$ . Можна сказати, що використовуваний метод дозволяє візуально спостерігати розподіл Максвелла.

З іншого боку при великому зміщенні, що прикладається до емітера, відбувається зміна провідності зразка в цій області і, отже, порушення однорідності електричного поля (т. зв. область просторового заряду, див. розділ 12.1), яке важко врахувати.

Вказані умови визначають інтервал напруги, що прикладається до емітера, тобто амплітуду генератора Г2, при якій отримані значення дрейфової рухливості близькі до істинних.

Якщо реалізується ситуація – пунктирна лінія рис. 10.8В, – то час для розрахунку рухливості, тобто час приходу до колектора основної маси носіїв, – це така точка на пунктирній лінії, коли площа вписаного під нею прямокутника щонайбільша. Критерій її пошуку – в цій точці довжина дотичної до графіку ділиться навпіл в межах описаного прямокутника.

Якщо в установці передбачена можливість вимірів при різних температурах, то виникає можливість визначити тип розсіювань, що здійснюються (див. рис. 10.5). У якості мікронагрівача зручно використовувати верхню поверхню потужного транзистора (наприклад, КТ803, КТ 903 і ін.) з підкритичними струмами.

### **10.2.3. Алгоритм отримання дрейфової рухливості**

1. На укріпленому на столику мікроскопа зразку на відстані 0,5 – 2 мм один від одного встановити емітерний і колекторний зонди.

2. Ввести в робочий режим генератор спарених імпульсів (вимагається 3–5 хв). Після того на ньому передбачено окреме ввімкнення напруги, що подається.
3. З допомогою резистора R (див. рис. 10.5) встановити струм через зразок 0,02–0,1 мА.
4. Регулюючи амплітуду і тривалість імпульсів, отримати осцилограму рис. 10.8В.
5. Виміряти час дрейфу для декількох амплітуд емітерних імпульсів. Калібровку осцилографа можна здійснювати по відомим тривалостям емітерного чи колекторного імпульсів (на генераторі).
6. Виміряти імпульсним вольтметром різницю потенціалів поміж зондами.
7. Переміщуючи тубус мікроскопа підводити мітку, що мається в окулярі, під крайні крапки зображення зондів. По різниці показів основної шкали і поділок барабана визначити відстань між зондами.
8. Вирахувати дрейфову рухливість за формулою (10.14).
9. Повторити вимірювання для декількох відстаней поміж зондами.
10. Провести вимірювання рухливості в доступній області температур.

### **Питання для самоперевірки**

1. Що таке дрейфова швидкість?
2. Що таке дрейфова рухливість?
3. Як змінюється рухливість носіїв з температурою?
4. Використовуваний метод дозволяє визначити рухливість основних чи неосновних носіїв?
5. Поясніть устрій осцилограми для визначення дрейфової рухливості. Де на ній шукати час проходу носіїв між контактами?

6. Чи дорівнюють по часі зростаюча і спадаюча частини осцилограми? Чому?
7. Навіщо окрім генераторів П-імпульсів до зразка прикладається ще й постійна напруга?
8. Чому у якості зондів використовується вольфрам, який створює завідомо неомічний контакт з зразком?
9. Як на осцилограмі проявляються зміни в розподілі носіїв за швидкостями після проходження емітерного контакту?
10. Який інтервал часу треба використовувати в розрахунках рухливості для сильно несиметричного розподілу носіїв за швидкостями (т. зв. випадок “неомічного” контакту)?
11. Як у випадку неомічного контакту шукати для розрахунків типовий час приходу до колектора основної маси носіїв?

## 10.3. Визначення типу основних носіїв і їх концентрації методом термозонду

### 10.3.1. Термоелектричний ефект

У однорідному напівпровіднику за наявності градієнта температури з'являється різниця потенціалів, яку називають термоелектрорушійною силою (термо-е.р.с.). Походження термо-е.р.с. пов'язане з появою дифузійного потоку заряджених частинок від більш гарячих областей напівпровідника до холодніших. Це приводить до появи різниці потенціалів між холодною і гарячою частинами напівпровідника і поля всередині напівпровідника.

Величину е.р.с.  $dU$  при малій різниці температур  $dT$  прийнято виражати співвідношенням:

$$dU = \alpha dT, \quad (10.16)$$

де  $\alpha$  – диференціальна термо-е.р.с.

Величина диференціальної термо-е.р.с. залежить від властивостей напівпровідника – концентрації, типу і рухливості основних носіїв, механізму розсіяння вільних зарядів.

Цей механізм визначає залежність рухливості від температури. За наявності декількох одночасно діючих механізмів розсіяння в напівпровіднику результуюча зворотна рухливість дорівнює сумі зворотних рухливостей, обумовлених кожним з видів розсіяння (див. розділ 10.2):

$$\frac{1}{\mu_d} = AT^{\frac{3}{2}} + BT^{-\frac{3}{2}}. \quad (10.17)$$

Тут перший доданок пов'язаний з внеском при розсіянні на іонізованих домішках, а другий – з розсіянням на акустичних фононах, тобто коливаннях вузлів решітки.

Із збільшенням температури концентрації вільних електронів і дірок зростають згідно із законом (див. розділ 2.1):

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{kT}\right), \quad p = P_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v}{kT}\right), \quad (10.18)$$

де  $E_f$  – енергія Фермі,  $N_c$  і  $P_v$  – ефективна щільність станів для зони провідності і валентної зони:

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} = C_n T^{\frac{3}{2}}; \quad P_v = 2 \left( \frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} = C_p T^{\frac{3}{2}}.$$

Рухливість змінюється по ступеневому закону (10.17), набагато повільніше, ніж концентрація зарядів (10.18). Крім того, при одночасному здійсненні обох механізмів розсіяння, зміни доданків в (10.17), конкурують між собою. Тому можна прийняти, що для невеликих змін температури (декілька десятків градусів) рухливість носіїв залишається приблизно однаковою.

Як видно з (10.18), концентрація носіїв заряду залежить від температури. При неоднаковому нагріві в різних точках напівпровідника концентрації в зоні провідності будуть неоднаковими, зокрема, на кінцях напівпровідника. Вільні електрони, надлишок яких утворюється на гарячому кінці зразка, будуть дифундувати з цієї області в область з меншою концентрацією – до холодного кінця. Для діркового напівпровідника явище зворотне, на холодному кінці буде надлишок позитивних зарядів.

В результаті дифузії зарядів гарячий кінець електронного напівпровідника заряджається позитивно. Таким чином, якщо напівпровідник домішковий (тобто переважають носії одного із знаків), то напрям внутрішнього електричного поля і полярність термо-е.р.с. визначаються знаком носіїв заряду. Отже, по знаку термо-е.р.с. можна визначити тип провідності досліджуваного зразка.

Електричне поле, що виникає в результаті дифузії носіїв між різнотемпературними кінцями напівпровідника, перешкоджає подальшій дифузії, і при динамічній рівновазі його величина і визначає величину термо-е.р.с.

Розглянемо електронний напівпровідник, тобто  $n \gg p$ . В стані динамічної рівноваги концентрація вільних зарядів в зоні провідності повинна бути постійною, тоді  $dn = 0$ .

Оскільки концентрація  $n$  є функцією температури і поля  $n = n(U, T)$ , то повний диференціал:

$$dn = \frac{\partial n}{\partial U} dU + \frac{\partial n}{\partial T} dT \quad . \quad (10.19)$$

$$\frac{\partial n}{\partial U} = \left\{ C_n T^{\frac{3}{2}} \exp \left[ -\frac{E_c - E_f + eU(x)}{kT} \right] \right\} \left( -\frac{e}{kT} \right) = -\frac{e}{kT} n. \quad (10.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial T} &= C_n \left\{ \frac{3}{2} T^{\frac{1}{2}} \exp \left( -\frac{E_c - E_f}{kT} \right) + T^{\frac{3}{2}} \left[ \exp \left( -\frac{E_c - E_f}{kT} \right) \right] \left( \frac{E_c - E_f}{kT^2} \right) \right\} = \\ &= C_n T^{\frac{3}{2}} \exp \left( -\frac{E_c - E_f}{kT} \right) \left[ \frac{3}{2} \frac{1}{T} + \frac{E_c - E_f}{kT^2} \right] = n \left[ \frac{3}{2} \frac{1}{T} + \frac{E_c - E_f}{kT^2} \right]. \quad (10.21) \end{aligned}$$

Підставивши вирази (10.20) і (10.21) в (10.19) отримаємо

$$-\frac{e}{kT} n dU + n \left( \frac{3}{2} \frac{1}{T} + \frac{E_c - E_f}{kT^2} \right) dT = 0.$$

Звідси, згідно з (10.16):

$$\alpha = \frac{dU}{dT} = \frac{3}{2} \frac{k}{e} + \frac{E_c - E_f}{eT}. \quad (10.22)$$

Для діркового напівпровідника, коли  $p \gg n$ , аналогічні міркування приведуть до виразу для диференціальної термо-е.р.с.:

$$\alpha = \frac{dU}{dT} = \frac{3}{2} \frac{k}{e} + \frac{E_f - E_v}{eT}. \quad (10.23)$$

З формул (10.22), (10.23) видно, що при нагріванні домішкового напівпровідника його термо-е.р.с. зменшується. Окрім цього її величина зменшується із зростанням концентрації домішки. В цьому випадку рівень Фермі розташовується ближче до відповідної зони і чисельник другого доданку у виразі для  $\alpha$  виявляється меншим.

Якщо в напівпровіднику кількість електронів і дірок порівняні за величиною, то знак термо-е.р.с. визначається не тільки співвідношенням концентрацій носіїв заряду, але і їх рухливістю. Використовування обох формул (10.18) одночасно у разі змішаної провідності приводить до виразу для термо-е.р.с.

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[ \frac{\left(2 + \ln \frac{N_c}{n}\right) n \mu_n - \left(2 + \ln \frac{P_v}{p}\right) p \mu_p}{n \mu_n + p \mu_p} \right]. \quad (10.24)$$

Таким чином, термо-е.р.с. напівпровідника визначається двома доданками, кожен з яких відповідає внеску, що робиться електронами і дірками, причому ці доданки мають протилежні знаки.

Для власного напівпровідника, коли  $n=p$  і рівень Фермі лежить посередині забороненої зони, тобто  $E_c - E_f = E_f - E_v = E_g/2$ , формулу (10.24) можна спростити до вигляду:

$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{b-1}{b+1} \left( 2 + \frac{E_g}{2kT} \right), \quad (10.25)$$

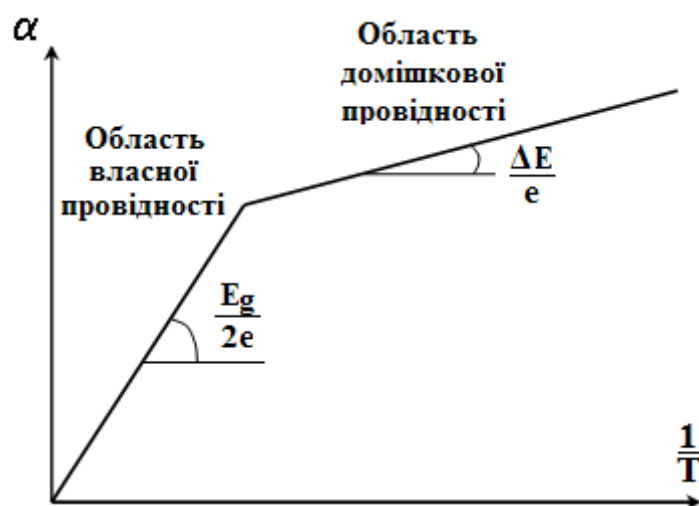
де  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ .

Видно, що величина термо-е.р.с. власного напівпровідника визначається тільки шириною забороненої зони і співвідношенням рухливостей. Як і у разі домішкового напівпровідника, абсолютна величина коефіцієнта  $\alpha$  із зростанням температури спадає. Це легко пояснити, якщо врахувати, що для високих температур концентрація

заряду на холодному кінці зростає. В цих умовах поява нових носіїв позначається менше.

### 10.3.2. Визначення концентрації носіїв

Вирази для термо-е.р.с., як для домішкового напівпровідника (10.22) або (10.23), так і для власного (10.25), ідентичні і показують лінійну залежність  $\alpha(1/T)$ . Це дозволяє одержати енергію активації відповідної провідності. Для цього слід вимірювати значення коефіцієнта  $\alpha$  при різних температурах, а потім побудувати цю залежність від зворотної температури (рис. 10.10).



**Рис. 10.10.** Загальний вид температурної залежності термо-е.р.с.

У області низьких температур по куту нахилу графіка можна одержати енергію активації для основних носіїв. Величина  $\Delta E$  – це глибина рівня Фермі ( $E_c - E_f$ ) для електронного напівпровідника або  $\Delta E = E_f - E_v$  для діркового. В обох випадках, використовуючи (10.18) для заданої температури, можна обчислити відповідну концентрацію, якщо відомі значення  $N_c$  і  $P_v$ .

В області високих температур нахил графіка дозволяє одержати ширину забороненої зони зразка, причому, навіть якщо в початковому стані кристал мав домішкову провідність. Із зростанням

температури донори (або акцептори) спустошуються, рівень Фермі прямує до середини забороненої зони, і напівпровідник переходить в стан власної провідності.

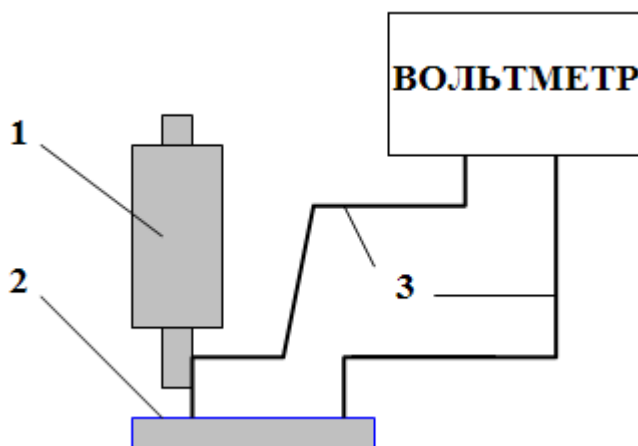
Значення ширини забороненої зони однозначно визначає величину  $n_{\text{влас}}$  концентрації носіїв (див. розділ 2.2) для заданої температури:

$$n_{\text{влас}} = \sqrt{N_c P_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (10.26)$$

У якості опорної температури, зазвичай, використовують середину ділянки, де спостерігається домішкова або власна провідність.

### 10.3.3. Вимірювальна установка і методика експерименту

Визначення знаку носіїв заряду методом термо-е.р.с. є одним з найпоширеніших, простіших і надійніших. Для цього достатньо мати прилад, здатний вимірювати напругу обох полярностей.



**Рис. 10.11. Блок-схема установки для визначення знаку основних носіїв в напівпровіднику. 1 – нагрівач, 2 – зразок, 3 - зонди**

На рисунку 10.11 представлена принципова схема пристрою, який часто називають термозондом. Вона складається з

мікронагрівача, який розміщується на рухомому у вертикальному напрямі штоку. Під нагрівачем на діелектрику (текстоліт, гетинакс, тефлон), розміщується зразок. До клеми мікронагрівача і до віддаленої ділянки зразка, що нагрівається, приєднані і злегка притиснуті до зразка для створення електричного контакту два зонди. При підвищенні температури нагрівача (вона доводиться приблизно до 100 °С) в колі виникне термо-е.р.с. і прилад покаже відхилення стрілки в той або інший бік.

Для визначення знаку основних носіїв достатньо користуватися правилом: на “гарячому” кінці зразка залишаються неосновні носії заряду, а основні дифундують на “холодний” кінець.

Оскільки контакти до кристала знаходяться на порівняно малій відстані, можна вважати, що потенціал і температура змінюються лінійно вздовж зразка. Це дозволяє записати формулу (10.16) у вигляді:

$$\alpha = \frac{dU}{dT} = \frac{\Delta U}{\Delta T} = \frac{U_2 - U_1}{T_2 - T_1}, \quad (10.27)$$

де  $U_2$ ,  $U_1$  і  $T_2$ ,  $T_1$  – потенціали і температури на кінцях зразка.

#### **10.3.4. Алгоритм отримання енергій активації і концентрації вільних носіїв**

1. Встановити досліджуваний зразок у вимірювальну камеру, додержуючись викладених вище умов – в залежності від наявного градієнта температури, зонди розташовуються тим ближче, чим більше її перепад.

2. Увімкнути джерело живлення і вимірювальні прилади. Дати можливість приладам увійти до робочого режиму протягом 5-10 хвилин.

3. Прогріти гарячий електрод. За показами вольтметра визначити тип носіїв в кристалі.

4. Прогріти зразок, визначаючи з кроком 3-5 градусів величину термо-е.р.с. по формулі (10.27). Підвищувати температуру слід якомога повільніше. При швидкому нагріві в точках контактів

порушується квазірівновага. Термопара на холодному кінці не встигає прогрітися, тоді як термопара на гарячому кінці прогрівається за рахунок своїх малих розмірів швидше, ніж зразок. В такому разі обидві термопари починають показувати не температуру зразка в точках контакту, а свою власну температуру.

5. Побудувати залежність  $\alpha(1/T)$ . **Температура повинна бути виражена в кельвінах.**

6. По нахилах прямих обчислити енергію активації провідності. Слід мати на увазі, що звичайний розкид точок камуфлює зміну нахилу графіка або, навпаки, створює помилковий нахил, якщо залежність будується по викидам. Пряма вважається надійно побудованою, якщо проведена не менше ніж по 8-10 точках.

Залежно від робочого інтервалу температур другий нахил (або нахили, якщо в кристалі присутні пастки декількох класів) може і не виявитися. В цьому випадку слід орієнтуватися на табличні дані. Якщо одержано значно меншу енергію активації, то її слід інтерпретувати як домішкову. Для глибоких пасток з енергією у середині забороненої зони ця трудність також зберігається. На рис. 10.10 це відповідає області в точці зламу.

7. Застосовуючи залежності (10.18) для електронів або дірок, а також (10.26) для власної провідності, розрахувати концентрацію носіїв в кристалі.

### **Питання для самоперевірки**

1. Що таке коефіцієнт диференціальної термо-е.р.с.?
2. Як визначити тип провідності напівпровідника за допомогою термозонда?
3. Як коефіцієнт термо-е.р.с. залежить від концентрації носіїв?
4. Чи можливе нульове значення коефіцієнта термо-е.р.с.?

5. Як збільшення товщини зразка впливає на значення коефіцієнта термо-е.р.с.?
6. Які механізми, що забезпечують виникнення термо-е.р.с.?
7. Які параметри напівпровідникового матеріалу можна одержати по дослідженню термо-е.р.с.?
8. Чим відрізняються між собою величина термо-е.р.с. і диференціальна термо-е.р.с.?
9. Від чого залежить знак термо-е.р.с.?
10. Для домішкового напівпровідника холодний кінець заряджається тим же знаком заряду, який мають основні носії, тобто, концентрація яких більше. Яким знаком заряджатиметься холодний кінець власного напівпровідника, в якому концентрації електронів і дірок рівні між собою?

## 10.4. Визначення питомого опору напівпровідників і їх однорідності компенсаційним методом

Ширина забороненої зони в напівпровідниках і діелектриках (див. розділ 1.1) визначає їх електричні властивості. Для діелектриків вона досягає декількох електронвольт, наприклад, для алмазу  $E_g=5,4$  еВ. Для напівпровідників ця величина значно менше, наприклад, для германію  $E_g = 0,67$  еВ.

Значення ширини забороненої зони однозначно визначає концентрацію власних носіїв (див. розділ 2.2)

$$n \sim \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right),$$

а значить, і провідність кристала.

Окрім цього в напівпровідниках значення електропровідності може в широких межах змінюватися при внесенні домішки. При цьому, якщо домішка в кристалі розподілена неоднорідно, він може складатися з декількох областей з різною величиною провідності.

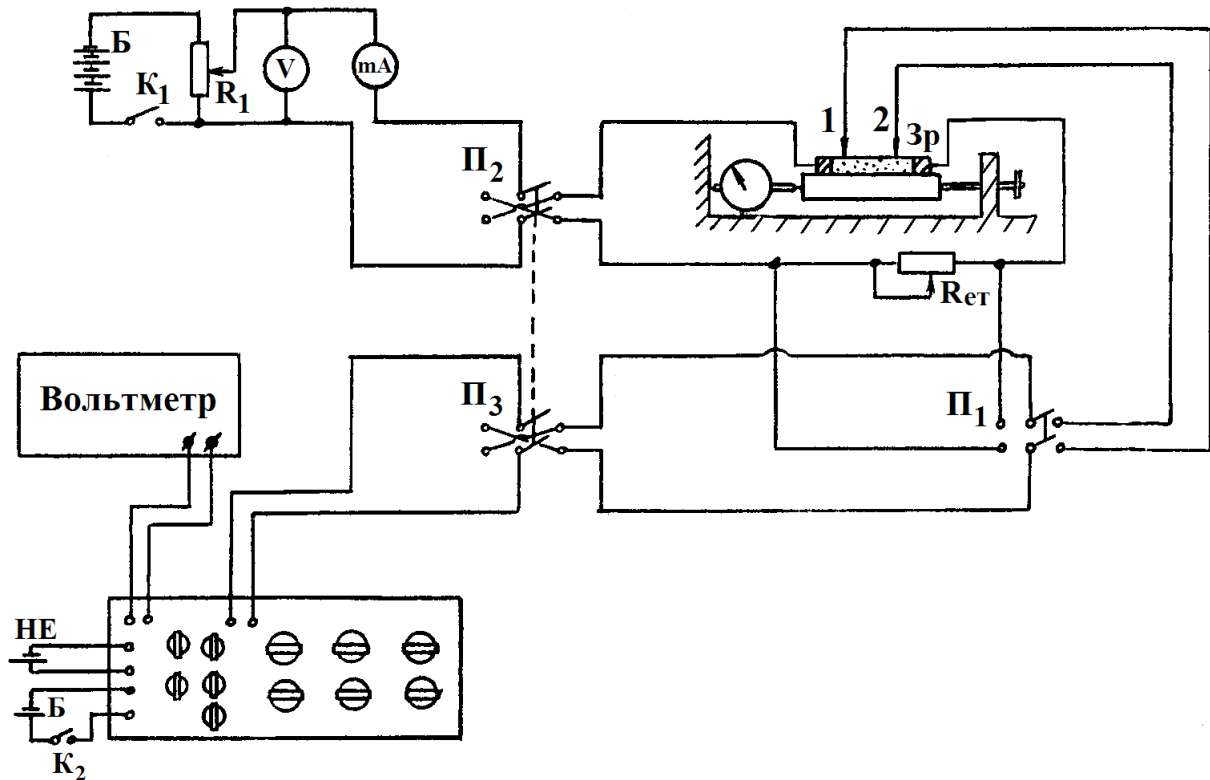
### 10.4.1. Методика експерименту і вимірювальна установка

Вимірювальна установка (рис. 10.12) дозволяє визначати питомий опір як всього зразка, так і його частини, а також знаходити розподіл потенціалу уздовж поверхні кристала (визначати його електричну однорідність).

Постійна напруга подається від джерела живлення  $B$  і регулюється потенціометром  $R_1$ . Прилади  $V$  і  $mA$  при цьому фіксують спад напруги і силу струму, що протікає через зразок. Величина струму обирається невеликою, щоб усунути розігрівання кристала і вплив несиметрії струмовводних контактів (див. розділ 12.1).

За допомогою зондів 1 і 2 вимірюється спад напруги на частині зразка, що знаходиться між ними. Зонд 1 закріплюється нерухомо, а зонд 2 можна відводити від поверхні кристала. Якщо при цьому за допомогою мікрометричного гвинта перемістити каретку із зразком і системою решти контактів, відбувається зміна відстані між зондами.

Величина переміщення визначається за шкалою мікрометра. Важливо пам'ятати, що всі пересування необхідно виконувати тільки при відведеному зонді. Інакше при русі кристала зонд дряпатиме його поверхню і псуватиметься сам.

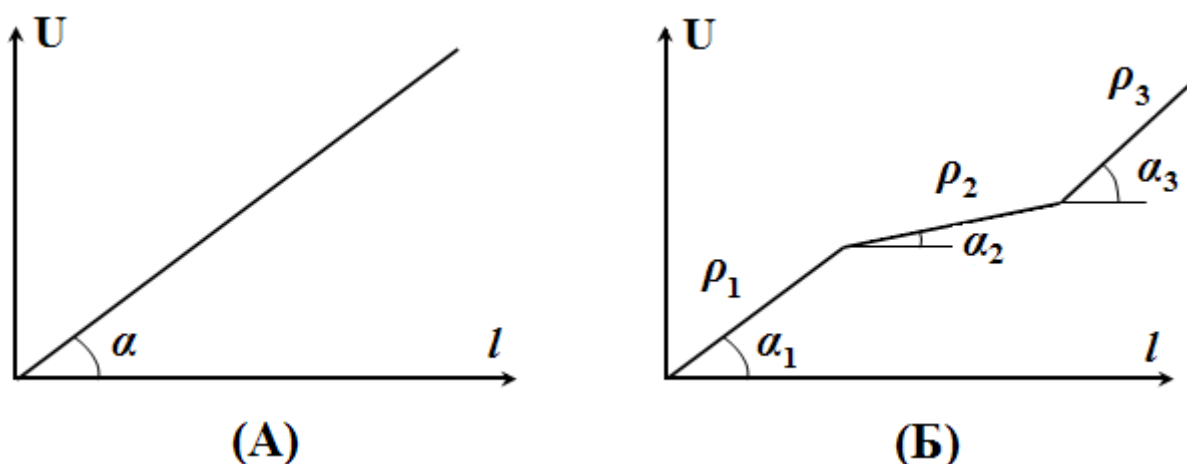


**Рис. 10.12. Схема для вимірювання питомого опору напівпровідників**

У місці контакту металу зонда в напівпровіднику утворюється область просторового заряду, електричний опір якого може істотно відрізнитися від опору матеріалу зразка (див. розділ 12.1). Тому для вимірювань використовується компенсаційна схема. Як вимірювач до зондів вмикається потенціометр з внутрішнім джерелом живлення тієї ж полярності, що і напруга на зондах. Необхідна полярність встановлюється перемикачем  $\Pi_3$ . Регулюючи напругу на потенціометрі, за нульовими показами індикатора добиваються повної компенсації вимірюваної напруги. В цьому випадку струм через точки прикладення зондів 1 і 2 не протікає і вплив баластних високоомних областей не позначається. Можна сказати, що в момент

повної компенсації потенціометр по своїх властивостях наближається до ідеального вольтметра з нескінченно великим внутрішнім опором. Для перевірки корекції, прилад вимагає перед початком роботи градуювання по нормальному елементу “НЕ” з високоточною е.р.с.

Потенціометр забезпечує вимірювання з точністю до шостого знаку після коми, тоді як міліамперметр дозволяє достовірно одержувати тільки четвертий знак. Тому за допомогою перемикача  $\Pi_1$  можна потенціометр перемикати до еталонного опору  $R_{ет}$  високого класу точності. Визначаючи падіння напруги на  $R_{ет}$  і знаючи його номінал, можна за законом Ома обчислити струм через опір. Оскільки він увімкнений послідовно із зразком, то тим самим уточнюється і сила струму через досліджуваний кристал. Прилад  $mA$ , таким чином, слугує лише для орієнтовного встановлення сили струму.



**Рис. 10.13. Розподіл потенціалу вздовж довжини однорідного (А) і неоднорідного зразка (Б)**

Величина струму, що протікає через зразок, через несиметрію струмовводних контактів (див. розділ 12.1), залежить від його напрямку. При будь-якій полярності напруги на зразку один з контактів зміщений у прямому напрямі, інший у зворотному. Щоб це не відобразилося на кінцевому результаті – питомому опору, необхідно проводити вимірювання при якомога менших струмах і для кожного положення зонда 2 усереднювати покази потенціометра для

прямого і зворотного струму через зразок. Напрямок струму через зразок змінюється за допомогою перемикача  $\Pi_2$ .

Слід виміряти розподіл падіння напруги вздовж довжини кристала. Падіння потенціалу  $U$  на зразку дорівнює:

$$U = IR = I\rho \frac{l}{S} .$$

При постійних силі струму  $I$  і площі перерізу зразка  $S$ , падіння напруги  $U$  залежить тільки від відстані між контактами  $l$  і його електричних властивостей ( $\rho$ ). Для електрично однорідного зразка ( $\rho = \text{const}$  по всій довжині) залежність  $U$  від  $l$  повинна бути прямолінійною (рис. 10.13А). Нелінійний розподіл потенціалу вказує на неоднорідність електричних властивостей вздовж зразка (рис. 10.13Б).

По нахилу залежності  $U = f(l)$  можна визначити питомий опір зразка з рівняння:

$$\rho = \frac{S}{I} \frac{\Delta U}{\Delta l} , \quad (10.28)$$

де величини  $\Delta U$  і  $\Delta l$  беруться в межах прямолінійної ділянки.

#### **10.4.2. Алгоритм визначення питомого опору напівпровідника і його однорідності**

1. Підготувати установку до роботи. Встановити силу струму через зразок 1 – 2 мА.

2. Встановити робочий струм потенціометра. Приєднати його до еталонного опору і виміряти точне значення сили струму через зразок.

3. Рухаючи каретку із зразком при відведеному рухомому зонді, звести зонди 1 і 2 один до одного. Падіння напруги між зондами при цьому повинне бути відсутнім. Прийняти положення стрілки мікрометра за точку відліку.

4. Переміщуючи рухомий зонд вздовж кристала, виміряти розподіл потенціалу. У кожній точці слід усереднювати покази для

двох протилежних напрямів струму через зразок. Один оборот стрілки мікрометра відповідає зсуву кристалотримача на 1 мм.

5. По отриманих нахилах на графіку розрахувати  $\rho$  по формулі (10.28). Заздалегідь слід визначити площу перерізу зразка.

### Питання для самоперевірки

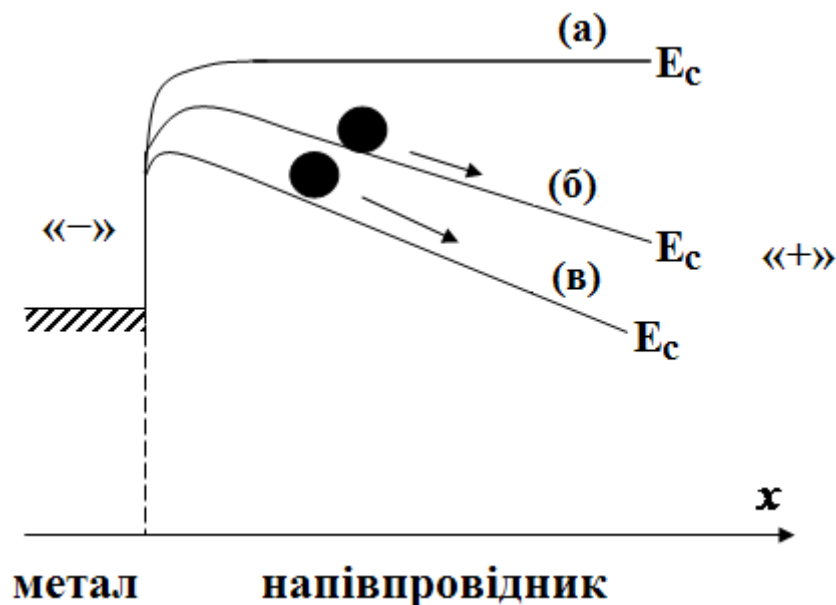
1. Як утворюється заборонена зона в напівпровідниках?
2. Чому провідність напівпровідників характеризується одним значенням ширини забороненої зони, хоча насправді їх багато?
3. Як прикладена до контакту метал-напівпровідник напруга змінює профіль контактного потенціального бар'єру?
4. У чому переваги вимірювань з чотирма контактами до зразка?
5. Як компенсаційна схема вимірювань дозволяє усувати вплив опорів на контактах?
6. Чому для вимірювання струму через зразок міліамперметра не достатньо?
7. Навіщо потрібно усереднювати потенціали зонда в кожній точці при двох протилежних напрямках струму через кристал?
8. Як визначити електричну однорідність кристала?
9. Алмаз і графіт складаються з однакових атомів вуглецю. Проте перший з них – яскраво виражений діелектрик ( $E_g=5,4$  еВ), другий проявляє металеву провідність. Чому така велика розбіжність?

## 10.5. Дослідження струмів, обмежених просторовим зарядом

### 10.5.1. Виникнення струмів, обмежених просторовим зарядом (СОПЗ) в діелектриках і високоомних напівпровідниках

Явище СОПЗ виникає при інжекції носіїв з омичних контактів в напівпровідник або діелектрик. Для визначеності розглядатимемо інжекцію електронів.

Енергетична схема інжектуючого контакту метал-електронний напівпровідник в стані рівноваги представлена на рис. 10.14, кривою "а". Формування такої зонної діаграми описане в розділі 12.1.



**Рис. 10.14. Енергетична діаграма інжектуючого контакту в стані рівноваги (а) і за наявності прикладеної малої (б) і великої напруги (в) вказаної полярності**

При прикладенні через протилежний контакт до об'єму кристала напруги позитивної полярності, потенціальна енергія електронів по мірі їх просування до цього контакту знижується (рис. 10.14, криві "б" і "в"). Електрони втягуватимуться вглиб напівпровідника, як показано на рисунку. Напівпровідник при цьому буде збагачуватись електронами, і умова зарядної нейтральності порушиться. У напівпровіднику виникає просторовий заряд і внутрішнє поле,

створене цими електронами, яке обмежує інжекцію наступних електронів. Струм, що протікає в цьому випадку, називають струмом, обмеженим просторовим зарядом (СОПЗ). При цьому частина інжекттованих носіїв може захоплюватися пастками, а значить, вибуває з участі в струмоперенесенні, і додатково сприяє виникненню СОПЗ. Це викликає появу на вольт-амперних характеристиках особливостей, розглянутих нижче.

Через вплив об'ємного заряду вольт-амперна характеристика не підлягає закону Ома, і густина струму зростає з прикладеною напругою швидше, ніж за лінійним законом.

### **10.5.2. Вольт-амперна характеристика для кристала, що не містить центрів прилипання та власних рівноважних носіїв**

Густину струму в цьому випадку можна записати як

$$j = \rho v, \quad (10.29)$$

де  $\rho$  – середня об'ємна густина вільного інжекттованого заряду,  $v$  – дрейфова швидкість електронів. З іншого боку:

$$j = \frac{Q}{t}, \quad (10.29a)$$

де  $Q$  – повний інжекттований вільний заряд, що доводиться на одиницю площі поперечного перерізу зразка:  $t$  – час прольоту вільного електрона між контактами, відстань між котрими  $L$ . Очевидно,

$$t = \frac{L}{v}. \quad (10.30)$$

Тоді:  $Q = \rho L. \quad (10.31)$

Для спрощення будемо вважати природу струму тільки дрейфовою і знехтуємо дифузійною складовою. Систему метал-кристал-метал можна розглядати як конденсатор. Тоді загальний

заряд  $Q$  на одиницю площі і прикладена напруга  $U$  зв'язані між собою через ємність таким чином:

$$Q = CU = \frac{\varepsilon}{L} U, \quad (10.32)$$

де  $\varepsilon$  – діелектрична проникність матеріалу зразка.

Використовуючи рівняння (10.29а), (10.30), (10.32), знайдемо:

$$j = \frac{\varepsilon v U}{L^2}.$$

При малих полях дрейфова швидкість електрона є пропорційною до напруженості поля, тобто:  $v = \mu E = \mu U / L$ .

Враховуючи це, отримаємо:  $j = \varepsilon \mu \frac{U^2}{L^3}.$  (10.33)

Нехай в кристалі є в наявності вільні електрони. Позначимо концентрацію вільних електронів, що термічно генеруються, через  $n_0$ . Джерелом їх може бути група дуже мілких донорів, що не є пастками для електронів. Очевидно, при малих напругах, коли рівень інжекції низький, виконується закон Ома:

$$j = en_0 \mu \frac{U}{L} \quad (10.34)$$

Така залежність  $j(U)$  вірна до тих пір, поки середня концентрація інжекттованих вільних носіїв  $n_i$  набагато менше концентрації термічно звільнених носіїв  $n_0$ .

Нерівноважний заряд при будь-яких напругах визначається формулою (10.32). Тоді можемо знайти величину напруги  $U_0$ , при якій виникає СОПЗ, тобто спостерігається перехід від закону Ома до квадратичного закону (10.33). Скориставшись рівняннями (10.31) і (10.32) одержимо

$$en_0 L = Q = CU_0 = \frac{\varepsilon}{L} U_0.$$

Звідси  $U_0 = \frac{en_0 L^2}{\varepsilon}.$  (10.35)

### 10.5.3. Вольт-амперна характеристика для напівпровідника з пастками

Наявність електронних пасток приводить до різкого зменшення струму при низьких рівнях інжекції, оскільки пасткові рівні, які були спочатку порожніми, можуть захоплювати більшість інжекттованих носіїв, не допускаючи їх переміщення зовнішнім полем. З іншого боку, нерівноважний заряд, який може підтримуватися в напівпровіднику прикладеною напругою, не залежить від того, вільний він чи знаходиться на рівнях прилипання. Загальна густина заряду  $\rho_{\text{спільн}} = \rho + \rho_t$ , де  $\rho_t$  – густина заряду, локалізованого на електронних пастках. Тоді (10.31) перепишеться у вигляді:

$$Q = (\rho + \rho_t)L = CU = \frac{\varepsilon}{L}U. \quad (10.36)$$

Для отримання вольт-амперної характеристики СОПЗ на додаток до рівнянь (10.29) і (10.36) потрібне ще одне рівняння, що зв'язує густини зарядів  $\rho$  і  $\rho_t$ .

При тепловій рівновазі концентрація вільних електронів визначається виразом:

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_{fn}}{kT}\right),$$

де  $N_c$  – ефективна густина станів в зоні провідності,  $E_{fn}$  – енергетична відстань від рівня Фермі до дна зони провідності (див. розділ 2.2),  $k$  – постійна Больцмана,  $T$  – абсолютна температура. Зв'язок концентрації електронів на пастках з концентрацією вільних електронів опишімо виразом:

$$n_{t0} = \frac{N_t}{1 + \frac{N_{ct}}{n_0}}, \quad (10.37)$$

де  $N_{ct} = N_c \exp\left(\frac{E_t}{kT}\right)$ ;  $N_t$  – концентрація пасток. Рівноважне заповнення здійснюється в результаті балансу між захопленням електронів пастками і їх термічним звільненням.

Слід зазначити, що не дуже сильні електричні поля не впливають на вказані процеси захоплення і звільнення електронів. Тобто в цьому випадку баланс може порушуватися тільки за рахунок зміни концентрації вільних носіїв при їх інжекції.

Іншими словами, баланс між вільними і захопленими носіями досягається так, якби кристал знаходився в тепловій рівновазі, але з концентрацією вільних носіїв, залежною від рівня інжекції замість справжньої рівноважної концентрації. Концентрація таких носіїв визначається електронним квазірівнем Фермі  $E_{fn}^*$  (див. розділ 2.3). В цьому випадку загальна концентрація електронів

$$n = n_i + n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_{fn}^*}{kT}\right),$$

де  $n_i$  – середня концентрація інжекттованих вільних електронів,  $E_{fn}^*$  – енергетична відстань від електронного квазірівня Фермі до дна зони провідності. Тоді концентрація електронів на пастках буде:

$$n_t = n_{ti} + n_{t0} = \frac{N_t}{1 + \exp\left(-\frac{E_{fn}^*}{kT}\right)} = \frac{N_t}{1 + \frac{N_{ct}}{n}},$$

де  $n_{ti}$  – середня концентрація інжекттованих електронів, захоплених на пастки.

Нехай рівень прилипання для електронів розташований вище за квазірівень Фермі  $E_{fn}^*$ . Тоді рівень прилипання є мілким і справедлива нерівність  $\frac{E_{fn}^* - E_t}{kT} > 1$ .

При цьому, рівень  $E_{fn}^*$  знаходиться нижче, ніж пастковий рівень. Тоді згідно з вище приведеною нерівністю одержимо:

$$\frac{n}{n_t} = \frac{\rho}{\rho_t} = \frac{N}{N_t} = \frac{N_c}{N_t} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) = \theta, \quad (10.38)$$

де  $\theta$  – постійна величина, не залежна від рівня інжекції до тих пір, поки рівні прилипання залишаються мілкими.

Якщо  $\theta \leq 1$ , то дрібні пастки концентрації  $N_t$ , що знаходяться на енергетичній глибині  $E_t$ , сильно змінюють СОПЗ.

При цьому рівняння (10.36) запишеться у вигляді:

$$Q = \rho_t L = \frac{\rho L}{\theta} = \frac{\varepsilon U}{L}. \quad (10.39)$$

На підставі (10.29), (10.39) і врахувавши, що  $v = \mu E = \mu \frac{U}{L}$ ,  $t = \frac{L^2}{\mu U}$  одержимо вираз вольт-амперної характеристики (ВАХ):

$$j = \theta \varepsilon \mu \frac{U^2}{L^3}. \quad (10.40)$$

Вираз (10.40) одержаний з припущенням, що на струм впливає тільки один клас дискретних рівнів. Якщо є декілька груп мілких рівнів прилипання, то група з якнайменшим значенням  $\theta$  найсильніше обмежує струм і в (10.40) входить постійна, пов'язана саме з цією групою. Таким чином, при достатньо низьких напругах виконується закон Ома (10.35), а при вищих – спостерігається перехід до квадратичної залежності. Причому, напруга переходу

$$U_0 = \frac{en_0 L^2}{\theta \varepsilon}. \quad (10.41)$$

Якщо рівні прилипання розташовані нижче, ніж квазірівень Фермі, то такі пастки прийнято називати глибокими. В цьому випадку справедлива нерівність  $\frac{(E_t - E_{fn}^*)}{kT} > 1$ .

При цьому, як і раніше, закон Ома буде справедливий до такої напруги  $U_0$ , коли концентрація вільних інжекттованих електронів  $n_i$  стає порівнянною з рівноважною концентрацією  $n_0$ , (тоді  $n_i = 2n_0$ ).

Враховуючи вищесказане, можна стверджувати, що в такому разі подвоєння концентрації вільних електронів відповідає переміщенню квазірівня Фермі вгору від рівноважного рівня Фермі  $E_{fn}$  на енергетичну відстань, рівну  $kT$  (точніше  $0,7 kT$ ). Цього переміщення цілком достатньо, щоб майже повністю заповнити глибокі рівні. Звідси випливає, що напруга переходу до квадратичної області  $U_0$  у виразі (10.40) співпадає з напругою граничного заповнення пасток  $U_{гзп}$ .

З рівняння (10.32) одержимо:

$$U_{гзп} = \frac{Q_{гзп}}{C} = \frac{eP_{t0}L}{C} = \frac{eP_{t0}L^2}{\varepsilon} . \quad (10.42)$$

Тут  $P_{t0}$  – концентрація дірок на глибоких рівнях, або концентрація центрів прилипання, не заповнених електронами. Тобто, з урахуванням (10.37):

$$P_{t0} = N_t - n_{t0} = \frac{N_t}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_{fn}}{kT}\right)} = N_t \exp\left(\frac{E_{fn} - E_t}{kT}\right) .$$

Оскільки інжектований заряд пропорційний до прикладеної напруги, то очевидно, що подвоєння величини напруженості поля викличе відповідне збільшення заряду:  $Q(2U_{гзп}) = 2Q_{гзп}$ .

Оскільки всі пастки вже заповнені, то надлишковий інжектований заряд залишиться в зоні провідності. У такому разі відношення струмів, що відповідають двом вказаним напругам запишеться у вигляді:

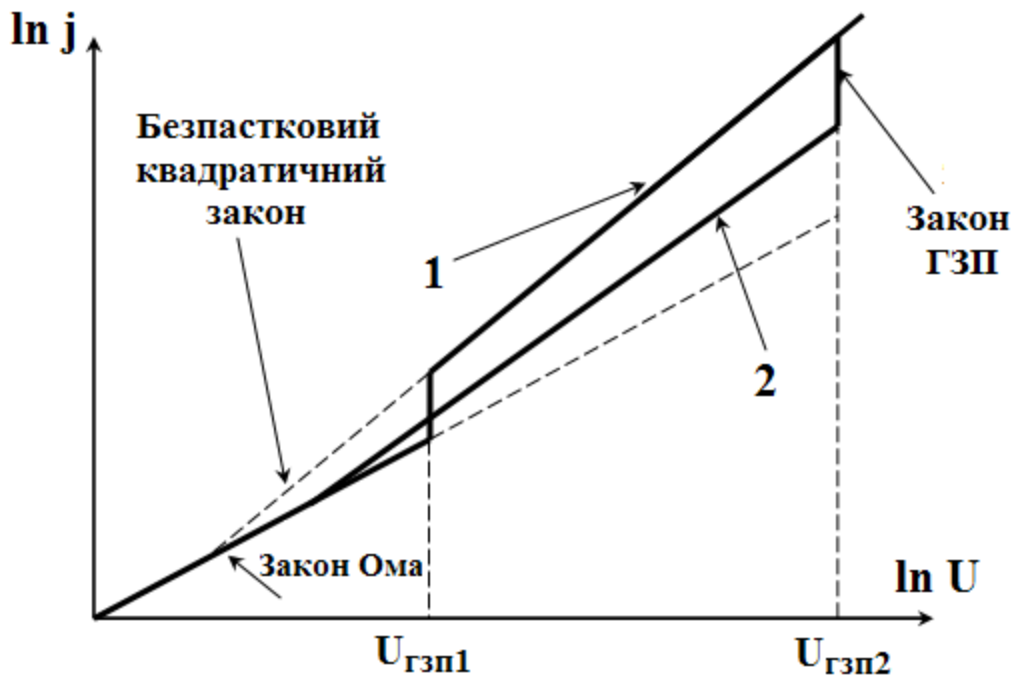
$$\frac{j(2U_{гзп})}{j(U_{гзп})} = \frac{2n(2U_{гзп})}{n(U_{гзп})} = \frac{P_{t0}}{n_0} .$$

Додатковий множник 2 з'являється за рахунок подвоєння значення напруженості поля при подвоєнні прикладеної напруги.

Відношення  $P_{t0}/n_0$  може бути дуже великим. Звідси видно, що двократна зміна  $U_{гзп}$  після заповнення пасток може привести до дуже різкого зростання струму.

#### 10.5.4. Загальний вид вольт-амперної характеристики в випадку групи моноенергетичних пасток

З приведенного аналізу виходить, що якщо в високоомному напівпровіднику є група моноенергетичних рівнів прилипання концентрації  $N_t$ , то можна одержати сімейство вольт-амперних характеристик, причому кожному значенню  $E_t$  відповідатиме одна з кривих цього сімейства.



**Рис. 10.15. Можливий вид вольт-амперних характеристик у подвійному логарифмічному масштабі**

Вказане сімейство вольт-амперних характеристик знаходиться в межах деякого "трикутника", сторони якого відповідають: омичній ділянці ВАХ, безпастковій квадратичній ділянці і ділянці граничного заповнення пасток (див. рис. 10.15). В даному випадку існуюче сімейство складається з двох підродин.

##### 10.5.4.1. Підродина ВАХ для глибоких пасток ( $E_t > E_{fn}^*$ )

Можлива характеристика для цього випадку показана кривою 1 на рис. 10.15. Вертикальна ділянка ВАХ відповідає напрузі:

$$U_{nзл1} = \frac{eP_{t0}L^2}{\varepsilon} \quad \text{де} \quad P_{t0} = N_t \exp \frac{E_{fn}^* - E_t}{kT}.$$

Чим глибші пастки [чим більше величина  $(E_t - E_{fn}^*)/kT$ ], тим менше значення приймає напруга  $U_{гзп1}$ . Нарешті, коли пастки стають настільки глибокі, що починає виконуватися рівність  $P_{t0} \approx n_0$ , вертикальна ділянка взагалі зникає, тобто пастки більше не впливають на проходження струму. Спостерігається ділянка ВАХ, яка відповідає безпастковому закону.

#### 10.5.4.2. Підродина ВАХ для мілких пасток ( $E_t < E_{fn}^*$ )

При малих напругах до значень, що дорівнюють  $U_0$  [див. формулу (10.41)] вольт-амперна характеристика підлягає закону Ома. Потім струм починає підлягати квадратичному закону (10.40) з множником  $\theta$ , визначуваним формулою (10.38). Коли ж напруга стає рівною  $U_{гзп2}$ , квазірівень Фермі  $E_{fn}^*$  перетинає пастковий рівень і ВАХ починає підлягати закону граничного заповнення пасток (ГЗП). Типовий вид залежності  $j(U)$  показаний кривою 2 рисунка 10.15.

У разі дуже неглибоких пасток, тобто при  $\theta \approx 1$  (у припущенні, що  $N_t < N_c$ ) вплив пасток стає нехтуючи малим і спостерігається тільки безпастковий квадратичний закон.

#### 10.5.5. Визначення параметрів пасток за даними вольт-амперних характеристик СОПЗ

Наявність струмів, обмежених просторовим зарядом дає інформацію про концентрацію пасток і енергію їх активації. Якщо на графіку, що зображає залежність струму від напруги в подвійному логарифмічному масштабі, існує майже вертикальна ділянка, то він може бути зв'язаним з заповненням моноенергетичних рівнів прилипання. У тому випадку, коли різкому зростанню струму безпосередньо передуює квадратична ділянка, то можна припустити, що рівні прилипання розташовані вище за рівень Фермі (тобто в

початковому стані вони не заповнені), тоді  $P_{t0}=N_t$ . Підставивши це значення  $P_{t0}$  в (10.42), одержимо  $U_{гзп} = \frac{eN_t L^2}{\varepsilon}$ . Звідки концентрація пасток

$$N_t = \frac{\varepsilon U_{гзп}}{eL^2}. \quad (10.43)$$

Можна визначити і енергетичну відстань  $E_t$  від рівнів прилипання до дна зони провідності. Для цього скористаємося виразами (10.38) і (10.40). З (10.40) витікає, що на квадратичній ділянці ВАХ постійна  $\theta$ , що характеризує відношення концентрацій вільних і захоплених електронів, визначатиметься виразом:

$$\theta = \frac{IL^3}{S\varepsilon\mu U^2}. \quad (10.44)$$

Тут враховано, що струм, який протікає через зразок,  $I=jS$  де  $S$  – площа контактів,  $j$  – густина струму.

З другого боку, згідно з (10.38):

$$\theta = \frac{N_c}{N_t} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right). \quad (10.45)$$

З виразів (10.44) і (10.45) маємо:

$$\exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) = \frac{IL^3 N_t}{S\varepsilon\mu U^2 N_c},$$

отже 
$$E_t = kT \left[ \ln(S\varepsilon\mu U^2 N_c) - \ln(IL^3 N_t) \right]. \quad (10.46)$$

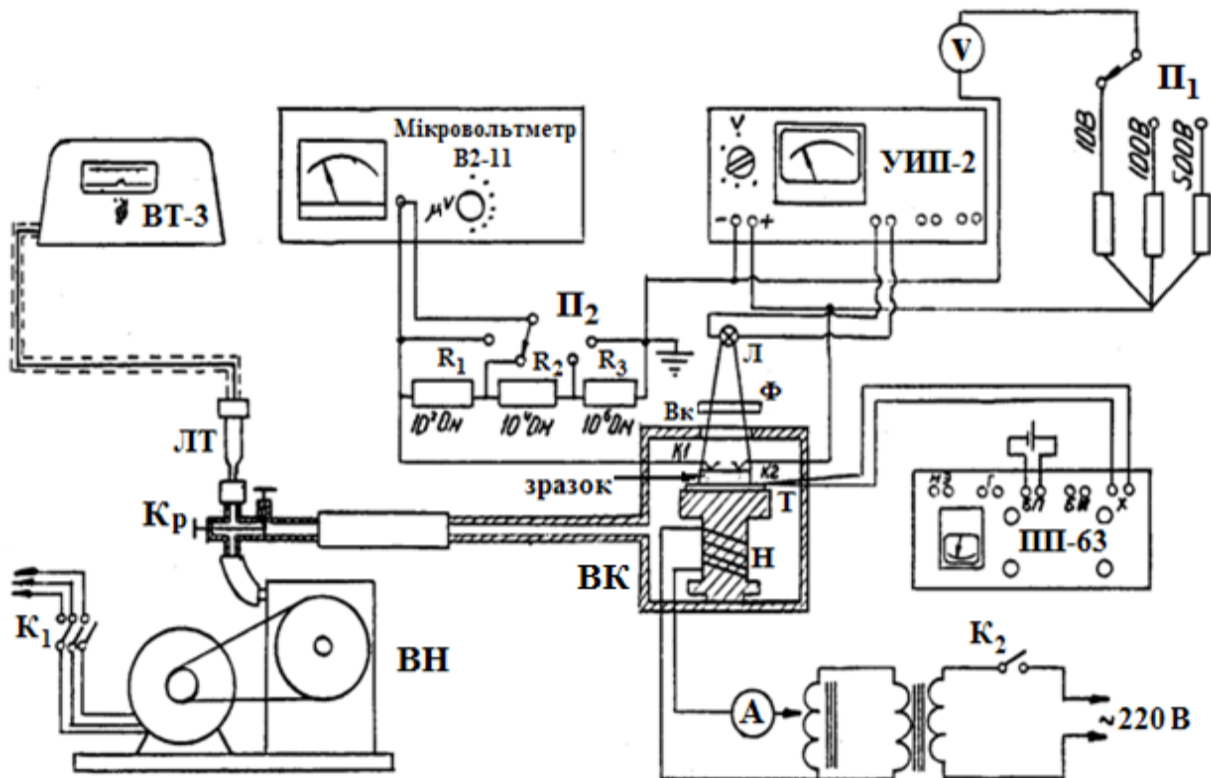
Існує і інший метод визначення величини  $E_t$ , який полягає у вимірюванні коефіцієнта  $\theta$  в області квадратичного закону ВАХ як функції температури. При цьому згідно з (10.45), графік залежності  $\ln\theta$  від  $1/T$  є прямою лінією з тангенсом кута нахилу, що дорівнює  $E_t/k$ . Таким чином, по нахилу цієї прямої можна визначити  $E_t$ .

Тут слід враховувати температурну залежність рухливості  $\mu$ . Проте, оскільки зміна  $\mu$  з температурою позначається на величині  $E_t$

тільки логарифмічно, похибка, що вноситься, виявляється неістотною.

### 10.5.6. Вимірювальна установка

Досліджуваний зразок з напиленими індієвими електродами розміщується між притиснутими контактами K1 і K2 у вимірювальній камері ВК (рис 10.16).



**Рис. 10.16. Схема установки для вимірювань  
вольт-амперних характеристик СОПЗ**

За допомогою форвакуумного насоса ВН, створюється вакуум в камері біля  $10^{-2} \div 10^{-3}$  мм. рт. ст. Ступінь розрідження визначається термопарною лампою, приєднаною до вакуумметра (наприклад, ВТ-3).

Змінюючи за допомогою автотрансформатора струм у нагрівачі Н, можна варіювати температуру зразка. Температура визначається термопарою Т, е.р.с. якої вимірюється потенціометром (наприклад, ПП-63).

Напруга на зразок подається від універсального джерела живлення УИП-2 і вимірюється вольтметром V. Струм в зразку визначається по падінню напруги на опорах навантажень  $R_1$ - $R_3$ , яка вимірюється за допомогою мікрвольтметра В2-11.

Через вікно ВК може здійснюватися освітлення зразка світлом, що проходить від лампи розжарювання Л через фільтр Ф. Фільтр підбирається так, щоб з суцільного спектру лампи виділяти довжини хвиль, відповідні власному поглинанню зразка. Це дозволяє виявити зміни вигляду ВАХ при освітленні зразка. А також залежність цих змін від інтенсивності світла.

### 10.5.7. Алгоритм отримання параметрів

1. Встановити досліджуваний зразок у вимірювальну камеру.
2. Увімкнути джерело живлення (наприклад, УИП-2) і вимірювач сили струму (мікрвольтметр В2-11). Дати можливість приладам увійти до робочого режиму впродовж 5-10 хвилин.
3. Добитися розрідження в камері порядку  $10^{-2} \div 10^{-3}$  мм. рт. ст.
4. Виміряти ВАХ зразка при кімнатній температурі в темноті.
5. Провести вимірювання ВАХ при підвищених температурах (40; 50; 60 °С).
6. Побудувати графіки залежності  $I(U)$ , виміряні в темноті при кімнатній і підвищених температурах в подвійному логарифмічному масштабі.
7. По значенню  $U_{\text{гзп}}$  для ВАХ, виміряної при кімнатній температурі, використовуючи формулу (10.43), розрахувати концентрацію пасток  $N_t$ .
8. Визначивши по графіку ВАХ, виміряній при кімнатній температурі, відповідні значення  $I$  і  $U$  на квадратичній ділянці і використовуючи розраховане значення  $N_t$ , по формулі (10.45) знайти величину  $E_t$ .
9. Побудувати графік залежності  $\ln I$  від  $1/T$ . Для цього по вольт-амперних характеристиках, виміряних при різних температурах, визначити значення сили струму, що відповідають обраному

значенню напруги на квадратичній ділянці ВАХ. По тангенсу кута нахилу залежності  $\ln I$  від  $1/T$  визначити величину  $E_t$ . Порівняти з результатом п. 8.

10. По значенню напруги в точці початку СОПЗ визначити концентрацію носіїв згідно з (10.35).

### Питання для самоперевірки

1. За якої умови закінчується омічна ділянка ВАХ із зростанням напруги?
2. Як впливають електронні пастки на струм при низькому рівні інжекції?
3. Як впливають малі електричні поля на баланс захоплення-викидів з пасток? Яка при цьому концентрація вільних носіїв?
4. При якій умові мілкі пастки можуть сильно впливати на СОПЗ?
5. Як зміниться вираз для ВАХ СОПЗ у разі декількох груп пасток?
6. Як залежить значення напруги переходу ВАХ в квадратичну область від концентрації вільних носіїв?
7. Що таке напруга граничного заповнення пасток?
8. Як з аналізу ВАХ визначити енергетичну глибину і концентрацію пасток?
9. До яких змін на графіку ВАХ приведе розігрівання кристала? Чому?
10. Як зміниться вигляд ВАХ при освітленні зразка? Які зміни викличе збільшення інтенсивності світла?

# XI. ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ НАПІВПРОВІДНИКІВ ЗА УЧАСТЮ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

## 11.1. Дослідження ефекту Холла

### 11.1.1. Ефект Холла

Розглянемо напівпровідник, що має форму паралелепіпеда, у якому протікає електричний струм густини  $\vec{j}$  (рис. 11.1). В цьому випадку вектор густини струму співпадає по напрямку з вектором напруженості прикладеного до зразка електричного поля  $\vec{E}$ . Якщо напівпровідник однорідний, то екіпотенціальна поверхня, що проходить через точки А і Б на рис. 11.1, розташована перпендикулярно напрямку електричного поля, і, отже, вектору густини струму  $\vec{j}$ . Тому різниця потенціалів між точками А і Б буде дорівнювати нулю.

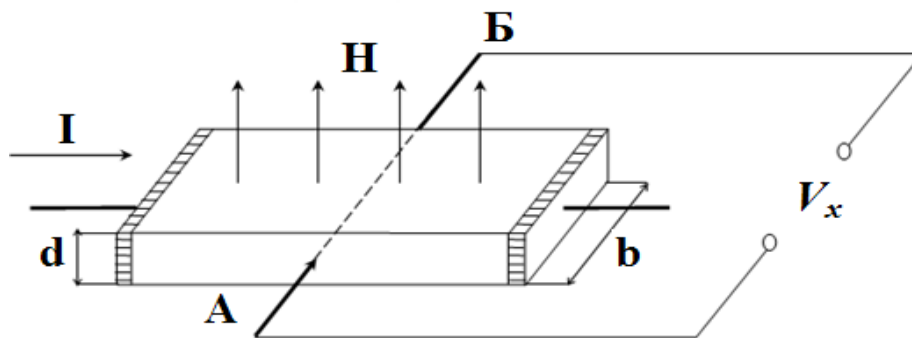


Рис. 11.1. Зразок для вимірювання ефекту Холла

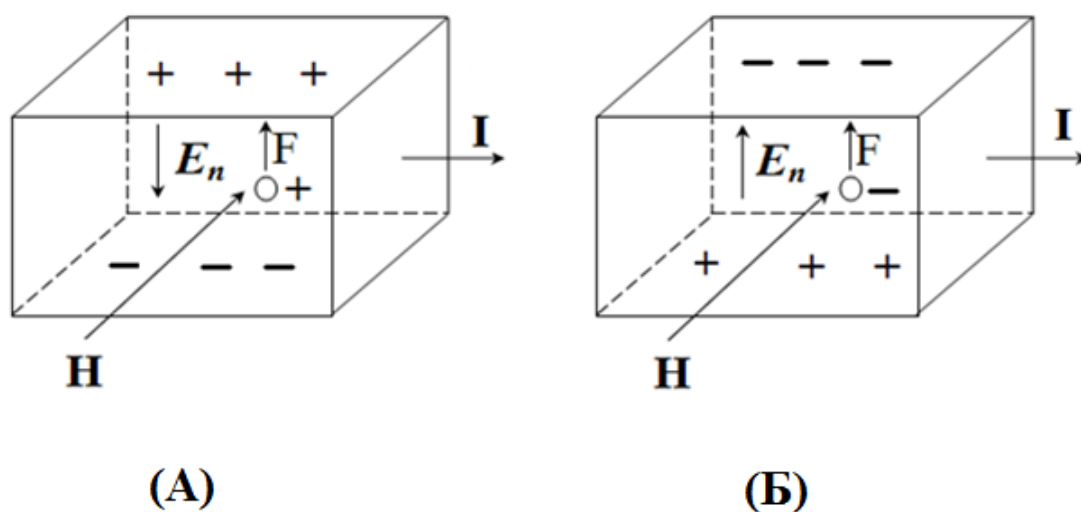
Помістимо тепер напівпровідник в магнітне поле, перпендикулярне напрямку струму, як це показано на рис. 11.1.

Як відомо, на електричний заряд  $e$ , що рухається з швидкістю  $\vec{v}$  в магнітному полі напруженістю  $\vec{H}$ , діє сила Лоренца:

$$\vec{F} = e \chi \chi_0 \left[ \vec{v} \times \vec{H} \right] = e \left[ \vec{v} \times \vec{B} \right],$$

де  $\dot{B} = \chi\chi_0\dot{H}$  – вектор магнітної індукції;  $\chi$  – відносна магнітна проникність речовини;  $\chi_0$  – магнітна стала.

Напрямок цієї сили залежить від знаку носіїв заряду  $e$  і векторного добутку векторів  $\dot{v}$  та  $\dot{H}$ . Якщо швидкість носіїв заряду перпендикулярна магнітному полю  $\dot{H}$ , то під дією сили Лоренца відбудеться відхилення носіїв заряду в напрямі, перпендикулярному  $\dot{v}$  і  $\dot{H}$ . В результаті цього виникне просторовий перерозподіл зарядів і з'явиться поперечне електричне поле  $E_n$  (рис. 11.2). В результаті напруженість електричного поля  $\dot{E}$  вже не співпадатиме з напрямом густини струму  $\dot{j}$ , а отже, екіпотенціальні поверхні тепер не проходять через точки А і Б (рис. 11.1), і між цими точками виникає різниця потенціалів. Це явище називається ефектом Холла, а поперечна різниця потенціалів – напругою Холла.



**Рис. 11.2. Відхилення носіїв заряду під впливом магнітного поля в зразках з дірковою (А) і електронною (Б) провідністю**

Під дією сили Лоренца для обраного напрямку  $\dot{H}$  і  $\dot{E}$  дірки в акцепторному напівпровіднику (рис. 11.2.А) і електрони в донорному (рис. 11.2.Б), відхилятимуться до верхньої грані зразка, а на нижній грані буде не вистачати відповідних носіїв заряду. Це зумовить виникнення на нижній грані протилежного по знаку заряду по відношенню до заряду на верхній грані.

З боку виникаючого за рахунок розділення зарядів поперечного електричного поля  $E_n$  на вільні носії заряду діятиме сила  $eE_n$ , яка перешкоджатиме подальшому їх перерозподілу. Процес перерозподілу завершиться тоді, коли вказана електрична сила зрівноважить силу Лоренца. У стаціонарному стані для електронного напівпровідника:

$$-eE_n = evB . \quad (11.1)$$

Якщо товщина зразка  $d$ , то холлівська різниця потенціалів між протилежними гранями кристала складе величину

$$V_x = E_n d = -vBd .$$

Виразивши, згідно зі співвідношенням  $j = env$ , величину  $v$  через густину струму  $j$  матимемо:

$$V_x = -\frac{1}{en} jBd .$$

Або, оскільки  $j = \frac{I}{bd}$ , де  $I$  – сила струму в зразку,  $b$  – ширина зразка (див. рис. 11.1),

$$V_x = R \frac{IB}{b} . \quad (11.2)$$

Величина  $R$  в рівнянні (11.2) називається коефіцієнтом Холла і у випадку електронного напівпровідника

$$R = -\frac{1}{en} . \quad (11.3)$$

Для діркового напівпровідника, відповідно, знак в правій частині (11.3) змінюється на протилежний. Отже, визначаючи знак коефіцієнта Холла, можна визначити тип основних носіїв заряду в напівпровіднику.

Загально прийнята розмірність коефіцієнту Холла  $[R] = \text{см}^3 \cdot \text{Кл}^{-1}$ , або в системі СІ  $[R] = \text{м}^3 \cdot \text{Кл}^{-1}$  (див. Додаток).

Знаючи коефіцієнт Холла, визначуваний з (11.2) як:

$$R = \frac{V_x b}{I B},$$

та порівнюючи його з (11.3) можна обчислити концентрацію носіїв заряду.

Під дією магнітного поля носії придбаватимуть додаткову швидкість, перпендикулярну до вектора електричного поля. В результаті вектор густини струму вже не співпадатиме з вектором напруженості електричного поля. Розглянемо випадок слабких магнітних полів, коли кут  $\alpha$  між векторами  $\vec{j}$  і  $\vec{E}$ , який називають кутом Холла, малий. Розкладемо вектор напруженості електричного поля  $\vec{E}$  на дві складові – уздовж вектора густини струму ( $\vec{E}_l$ ) і перпендикулярно йому ( $\vec{E}_t$ ).

При цьому, враховуючи малість кута  $\alpha$ , маємо

$$E_t = E_l \operatorname{tg} \alpha = E_l \alpha.$$

Якщо питома провідність зразка  $\sigma$ , то  $E_l = \frac{j}{\sigma} = \frac{I}{\sigma b d}$ . Тоді холлівська різниця потенціалів

$$V_x = E_t d = \frac{I}{\sigma b d} \alpha d = \frac{\alpha}{\sigma B} \frac{I B}{b},$$

звідки витікає (див. 11.2), що

$$R = \frac{\alpha}{\sigma B}. \quad (11.4)$$

Якщо врахувати вираз (11.3), то підставляючи в (11.4) значення  $\sigma = e n \mu$ , одержимо вираз для кута Холла у вигляді:

$$\alpha = \mu_x B, \quad (11.5)$$

де  $\mu_x$  – холлівська рухливість носіїв заряду.

Знаючи для одного і того ж зразка коефіцієнт Холла і питому провідність, згідно з (11.4) і (11.5), можна обчислити холлівську рухливість носіїв заряду:

$$\mu_x = R \sigma. \quad (11.6)$$

У такому розгляді ефекту Холла не брався до уваги статистичний розподіл носіїв заряду за швидкостями. Рівність (11.1) не може виконуватися одночасно для всіх електронів, що мають різні по величині і напрямку швидкості. Строгіший математичний опис ефекту Холла в слабких магнітних полях ґрунтується на розв'язуванні кінетичного рівняння Больцмана. З урахуванням механізму розсіювання носіїв заряду воно дає вираз для коефіцієнта Холла

$$R = r \frac{1}{en}. \quad (11.7)$$

Для атомних напівпровідників при розсіянні носіїв заряду на акустичних коливаннях кристалічної решітки коефіцієнт пропорційності  $r = \frac{3\pi}{8}$ , у разі ж розсіювання на іонах домішки він приймає значення  $r = 1.93$ , а для розсіювання на нейтральній домішці  $r = 1$  (див. Дорожню карту).

Провідність напівпровідника визначається дрейфовою рухливістю  $\mu_d$ . Якщо одночасно діє ще і магнітне поле, рух носіїв заряду характеризується холлівською рухливістю  $\mu_x$ . При цьому холлівська рухливість пов'язана з дрейфовою згідно з виразами (11.6) і (11.7) співвідношенням:

$$\mu_x = r \mu_d. \quad (11.8)$$

Таким чином, в магнітному полі холлівська рухливість виявляється більше дрейфової. Оскільки при увімкненні магнітного поля з'являється додаткова складова  $v_t$ , реальні швидкості переміщення носіїв, що відхиляються, зростають, відповідно збільшується їх рухливість  $\mu_x$ .

Одночасно при більшій швидкості збільшується шлях, який проходить носій за той же час. Тому число зіткнень з розсіюючими

центрами також зростає. В результаті складова швидкості уздовж електричного поля виявляється менше. З цієї причини дрейфова рухливість  $\mu_d$  при увімкненні магнітного поля знижується. Магнітне поле для неї впливає як додаткове джерело розсіювання. Виникає необхідність у введенні величини  $\mu_x$ , відмінної від дрейфової на холлівській множник  $g$ .

З огляду на вищевикладене стає очевидним, чому з одного боку  $g=1$ , коли носіїв дуже багато (наприклад, у виродженому напівпровіднику). А з іншого боку, чому зростає холл-чинник  $g$  для механізмів сильного розсіяння (на зарядженій домішці) – в цьому випадку і без того невелика дрейфова рухливість сильніше відчуває вплив магнітного поля. Холл-чинник, таким чином, відображає, наскільки сильно розсіюються носії при своєму русі.

Слід зазначити, що при роздільному вимірюванні на одному і тому ж зразку холлівської і дрейфовій рухливості (тобто при увімкненому магнітному полі і без нього) формула (11.8) втрачає сенс.

### 11.1.2. Методика експерименту

Контакт холлівських зондів із зразком, як контакт металу з напівпровідником, має випрямляючі властивості (див. розділ 12.1). Тобто, струм, що протікає через нього у різних напрямках при заданій напрузі, в даному випадку напрузі Холла, може істотно відрізнитися по величині. Крім того, в місці прикладення зондів виникає додатковий контактний опір. Тому для вимірювання е.р.с. Холла використовують компенсаційну схему. В момент повної компенсації потенціалів Холла, що фіксується за нульовими показами гальванометра, струм через точки прикладення зондів не протікає і вплив контактів не позначається на вимірюваній величині.

Для роботи використовується дуже чутливий гальванометр. Оскільки величина вимірюваного сигналу наперед не відома, слід починати його компенсацію з найгрубішої межі гальванометра, послідовно збільшуючи його чутливість по мірі компенсації.

Компенсація здійснюється за допомогою потенціометра, клас точності якого складає  $1 \cdot 10^{-7}$  В. Міліамперметр, що вимірює силу струму через зразок, має точність до  $1 \cdot 10^{-5}$  А. Оскільки і е.р.с. Холла, і сила струму входять у формулу (11.2) для визначення постійної Холла, то виникає необхідність вимірювати їх з однаковою точністю. Для цього послідовно із зразком вмикають прецензійний резистор і потенціометром вимірюють падіння напруги на ньому. Потім обчислюється величина струму за законом Ома. Міліамперметр використовується для грубого встановлення сили струму.

Через присутню завжди невелику несиметрію розташування холлівських зондів на зразку, між ними є деяка різниця потенціалів  $U_0$  (т. зв. омічне падіння напруги) навіть і за відсутності магнітного поля. Ця різниця потенціалів, природно, не залежить від напрямку магнітного поля. Тому для виключення величини  $U_0$  вимірювання поперечної різниці потенціалів необхідно виконувати при протилежних напрямках магнітного поля.

Виміряні для двох напрямів магнітного поля напруги на холлівських контактах  $V_1$  і  $V_2$  в цьому випадку можна подати у вигляді:

$$\begin{aligned} V_1 &= U_0 + V_x \\ -V_2 &= U_0 - V_x \end{aligned} \quad (11.9)$$

Оскільки контакти намагаються розташувати якомога більш симетрично, справедливо  $|U_0| < |V_x|$ . Тоді зміна знаку більшого доданку в другій формулі в (11.9) викликає зміну знаку всієї суми.

З (11.9) слідує 
$$V_x = \frac{V_1 + V_2}{2} .$$

Для зміни напрямку магнітного поля по відношенню до зразка достатньо змінити напрям струму в обмотках магніту. Величина цього струму звичайно складає кілька ампер. Тому, щоб не виникали значні екстраструми, слід зменшувати регулятором силу струму

електромагніту до нуля, перемикати його напрям на протилежний і вже потім відновлювати значення сили струму.

### 11.1.3. Вимірювальна установка

Вимірювання холлівської е.р.с. і струму, що протікає через зразок, здійснюється за допомогою потенціометра ПШТВ-1 при увімкненому тумблері ВМ (рис. 11.3). Перемикач Т2 дозволяє регулювати чутливість нуля-гальванометра.

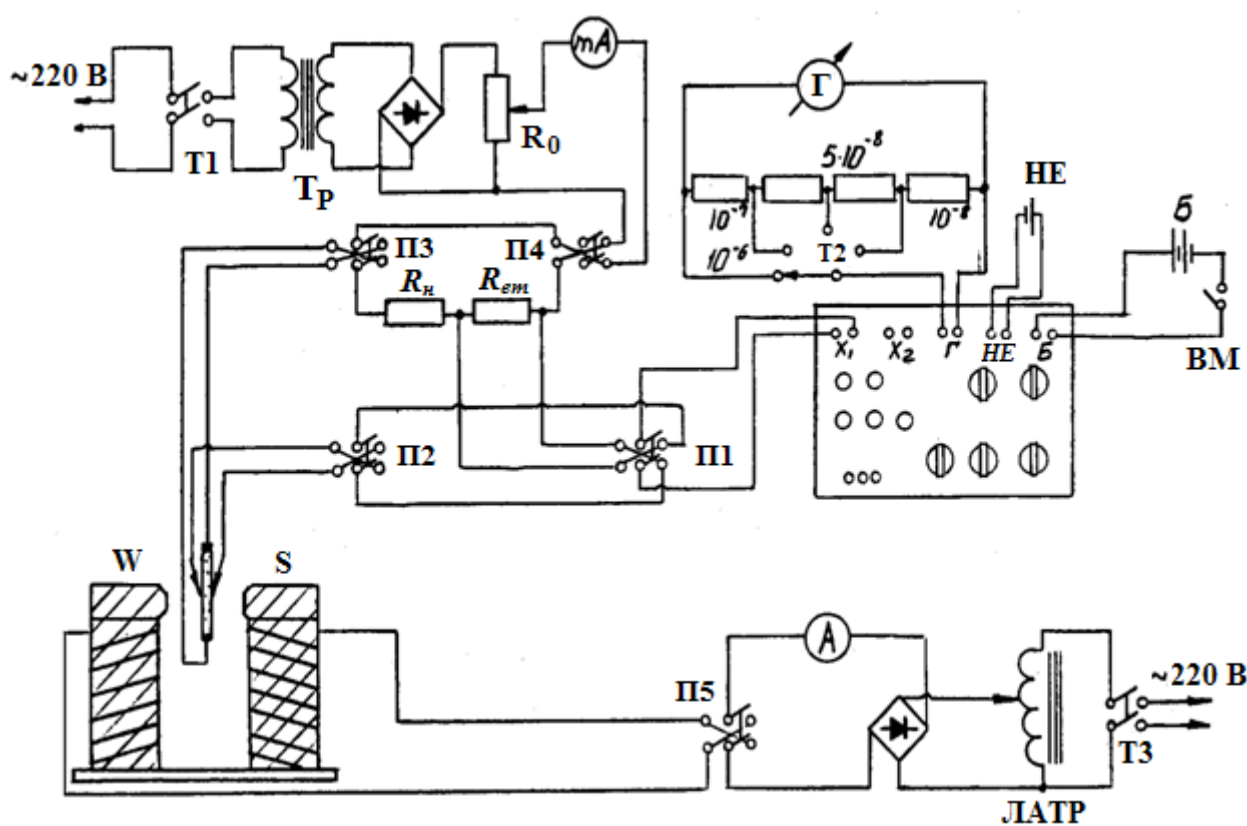


Рис. 11.3. Схема установки для вивчення ефекта Холла

Струм в зразку при увімкненому тумблері Т1 регулюється резистором  $R_0$  і вимірюється міліамперметром мА.

Тумблер Т3 вмикає електромагніт, струм в обмотці якого вимірюється приладом А і регулюється ЛАТРом. Перемикач П5 дозволяє змінювати напрям струму в обмотці електромагніту.

Залежно від положення перемикача П1 потенціометром вимірюється або різниця потенціалів між зондами, або падіння

напруги на опорі  $R_{ет}$  при вимірюванні сили струму через зразок. В якості еталонного опору  $R_{ет}$  увімкнено прецизійний манганиновий резистор 10 Ом. Перемикач П2 необхідний для збереження потрібної полярності на затискачах X потенціометра. Слід пам'ятати, що зміна положення перемикача П2 від досліду до досліду свідчить про зміну знаку вимірюваної е.р.с.

За допомогою перемикача П3 можна змінювати напрям струму в зразку і незалежно від цього за допомогою перемикача П4 – напрям струму через еталонний опір. У всіх перемикачів середнє положення – “вимкнено”.

### Питання для самоперевірки

1. Який механізм виникнення е.р.с. Холла?
2. При протіканні струму, все нові і нові носії інжектуються в зразок. Під дією магнітного поля вони повинні спрямовуватися до відповідної грані кристала і збільшувати її потенціал. Чи залишається стабільною в часі е.р.с. Холла?
3. Що таке кут Холла? Як він залежить від напруженості магнітного поля?
4. Як усувається несиметрія холлівських контактів?
5. Як із значення постійної Холла визначити концентрацію вільних носіїв заряду?
6. Чи залежить е.р.с. Холла від геометричних параметрів кристала – його довжини, ширини, товщини?
7. Яка розмірність постійної Холла?
8. Що таке холл-чинник. У якому випадку його величина мінімальна?
9. Що більше за величиною, холлівська рухливість чи дрейфова? Чи змінюється дрейфова рухливість під дією магнітного поля?
10. Всі напівпровідникові елементи електронних пристроїв, зокрема, мікροструмові, знаходяться в магнітному полі Землі. Чому для них не враховується потенціал Холла?
11. При необмеженому зростанні магнітного поля чи залишається вірною формула (11.2) ?

## **ХІІ. ПАРАМЕТРИ НАПІВПРОВІДНИКІВ, ЩО ЗДОБУВАЮТЬСЯ З ДОСЛІДЖЕННЯ БАР'ЄРНИХ СТРУКТУР**

### **12.1. Параметри напівпровідників, визначувані з вольт-амперних характеристик р-п переходів**

#### **12.1.1. р-п-переходи в напівпровідниках і їх властивості**

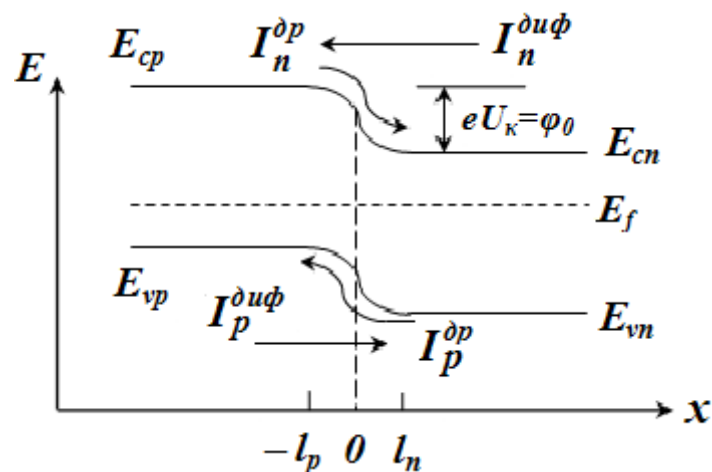
Ряд фізичних процесів, що визначають електричні властивості напівпровідників, пов'язані з властивостями кристалів, що містять в своєму об'ємі області різного типу провідності. Якщо в одній частині напівпровідника є велике число донорів, а в іншій – велике число акцепторів, то в першій області провідність має електронний, а в другій – дірковий характер. Межа поділу між р- і п-областями називається р-п-переходом. Для простоти припустимо, що в зразку напівпровідника, що має форму прямокутного паралелепіпеда, зліва від деякої площини  $x=0$  концентрація акцепторів постійна і дорівнює  $N_a$ , а справа концентрація донорів постійна і дорівнює  $N_d$ . Вважатимемо, що донори і акцептори повністю іонізовані.

#### **12.1.2. р-п-перехід в умовах рівноваги**

Оскільки концентрація дірок в р-області значно перевищує їх концентрацію в п-області, а концентрація електронів в п-області значно перевищує їх концентрацію в р-області, то виникнуть великі градієнти концентрацій носіїв і потечуть дифузійні струми: електронний струм з п-області в р-область і дірковий струм з р-області в п-область. При відході основних носіїв в напівпровіднику п-типу залишаються позитивно заряджені донори, що не скомпенсовані, а в дірковому напівпровіднику негативно заряджені акцептори, що не скомпенсовані. Тобто, по обидва боки від геометричної межі поділу між р- і п-областями виникають області просторового заряду. Зовнішні межі цих областей є межами р-п-переходу. Утворення областей просторового заряду приводить до

створення електричного поля в р-п-переході. Напрямок цього поля буде таким, щоб гальмувати дифузійні потоки електронів і дірок. В результаті настає стан термодинамічної рівноваги, якому відповідає однакове положення рівня Фермі  $E_f$  у всій системі і цілком певна різниця потенціалів в р-п-переході, так звана контактна різниця потенціалів  $U_k$  (рис. 12.1).

В стані рівноваги сумарний струм через перехід відсутній. Проте це не означає, що носії не переходять через межу поділу. Як видно з рис. 12.1, бар'єр, що утворився, не перешкоджає руху неосновних носіїв: електронів з р- в п-область і дірок з п- в р- область. Навпаки, електричне поле переходу сприятиме руху неосновних носіїв, що знаходяться на відстані порядку дифузійної довжини від зовнішніх меж р-п-переходу. Ці складові струму називаються дрейфовими і позначається  $I_n^{\text{др}}$  і  $I_p^{\text{др}}$ .



**Рис. 12.1. Зонна діаграма р-п-переходу в рівноважному стані:  
 $l_p, l_n$  – межі переходу,  $\phi_0$  – висота  
 потенціального бар'єру між р- і п-областями**

Дрейфовий струм незначний за величиною, оскільки він утворений неосновними носіями. Разом з тим, в протилежному напрямі протікають дифузійні струми основних носіїв  $I_n^{\text{diff}}$  і  $I_p^{\text{diff}}$  з енергетичних рівнів, що лежать вище за бар'єр (рис. 12.1). Величини цих струмів також незначні, оскільки вказані рівні мають низьку

вірогідність заповнення. Згідно з принципом детальної рівноваги, дифузійна і дрейфова складові струму носіїв кожного знаку в умовах рівноваги компенсують одна одну.

Розв'язуючи для р- і n-областей рівняння Пуассона щодо потенціалу з відповідними граничними умовами, легко одержати вирази для рівноважної висоти потенціального бар'єру  $\varphi_0$ :

$$\varphi_0 = eU_k = \frac{e^2}{\epsilon\epsilon_0} N^* \frac{l^2}{2}, \quad (12.1)$$

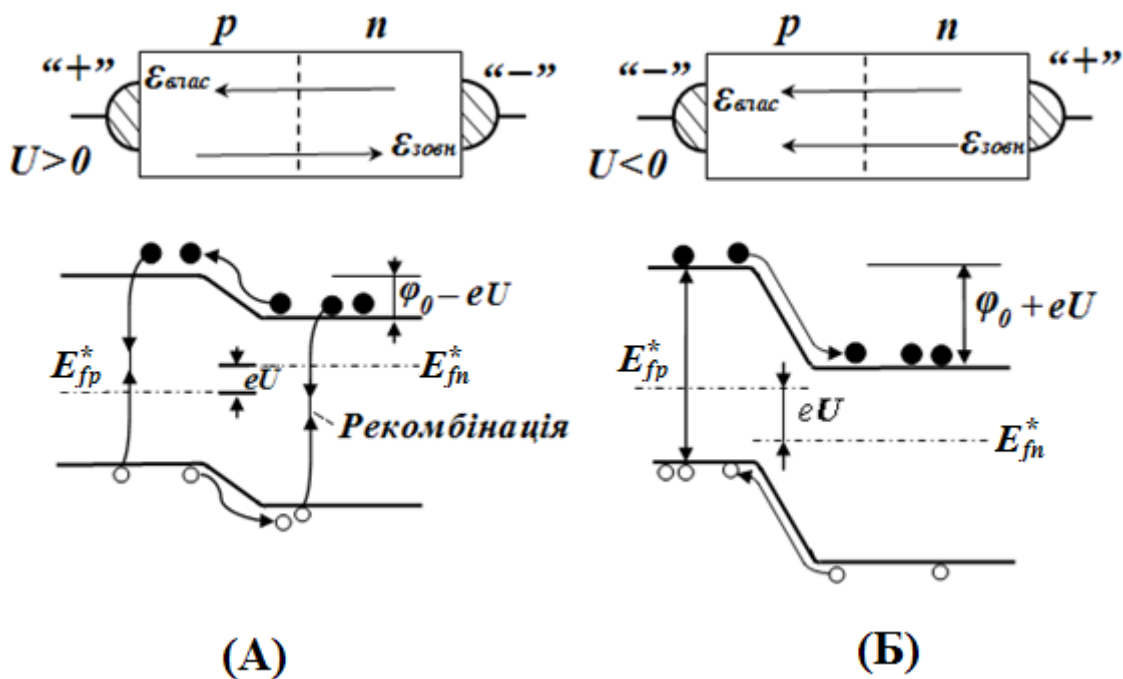
де  $N^* = N_a N_d / (N_a + N_d)$  – приведена концентрація домішок в р-n-переході;  $l = l_n + |l_p|$  – повна товщина збідненого шару;  $\epsilon$  – статична діелектрична проникність напівпровідника;  $\epsilon_0$  – універсальна електрична стала.

### 12.1.3. р-n-перехід за наявності зовнішньої напруги

Область р-n-переходу є областю найбільшого опору, тому прикладена до кристала зовнішня напруга падає на цій області, і саме її властивості визначають умови протікання струму через кристал. За наявності зовнішньої напруги рівновага в системі порушується і вже не можна користуватись рівнем Фермі, єдиним для всього кристала. Проте, можна ввести квазірівні Фермі окремо для електронів  $E_{fn}^*$  і для дірок  $E_{fp}^*$ , положення яких залежатимуть від координати відповідно зі зміною концентрацій електронів і дірок. Якщо зовнішня напруга  $U$  падає на області просторового заряду і в цій області рекомбінація нехтовно мала, то  $E_{fn}^* - E_{fp}^* = eU$ .

Нехай до р-n-переходу прикладено напругу такої полярності, що напруженість поля, створювана цією напругою, протилежна по напрямку напруженості власного поля переходу (рис. 12.2А). В цьому випадку висота потенціального бар'єру зменшується. Такий режим зміщення називається прямим. В результаті отримують можливість для переходу через межу поділу основні носії, що знаходяться на нижчих енергетичних рівнях. Тому із зростанням зовнішнього

зміщення дифузійні складові струму швидко збільшуватимуться, оскільки заповненість нижніх енергетичних рівнів у міру наближення до рівня Фермі зростає за експоненціальним законом. Дрейфові струми неосновних носіїв при цьому не змінюються і не чинять помітного впливу на загальну величину струму.



**Рис. 12.2. Зонна діаграма р-п-переходу при прямому (А) і зворотному (Б) зміщенні**

Явище переходу нерівноважних дірок з р- в п-область і нерівноважних електронів з п- в р-область називається інжекцією неосновних носіїв. Дірки, інжектвані через р-п-перехід, потрапляють в п-область. Таким чином, праворуч від площини  $x=l_n$  при прямих струмах виникає область з надлишковою концентрацією дірок. Разом з тим, через закон електронейтральності в п-області не повинно бути просторового заряду. Цю нейтральність забезпечують електрони, що входять в п-область з контакту. По мірі просування вглиб п-області надлишкові дірки рекомбінують з електронами (рис. 12.2А), і оддалік від р-п-переходу концентрація дірок дорівнює рівноважній концентрації  $p_{n0}$ , а струм переноситься тільки електронами.

Аналогічну картину можна подати для електронів, що інжектуються в р-область.

Якщо до р-п-переходу прикладено напругу протилежної полярності, то висота потенціального бар'єру зростає (рис. 12.2Б). Такий режим зміщення називається оберненим. Із збільшенням висоти бар'єру різко зменшується кількість основних носіїв, здатних його подолати. Струм неосновних носіїв при цьому не змінюється, оскільки його величина визначається тільки кількістю неосновних носіїв, що з'являються на зовнішніх межах області просторового заряду в одиницю часу за рахунок теплової генерації. Із зростанням оберненого зміщення дифузійна складова струму стає нехтовно малою в порівнянні з дрейфовою. З цього моменту струм через перехід перестане залежати від прикладеної напруги і буде дорівнювати постійної величині  $I_s$  (див. рис. 12.3). Такий струм називають зворотним струмом насичення р-п-переходу.

#### 12.1.4. Вольт-амперна характеристика ідеального р-п-переходу

Проведемо кількісний аналіз процесів, що відбуваються в р-п-переході. Оддалік від переходу рівноважні концентрації електронів і дірок визначаються положенням рівня Фермі. Для основних носіїв:

$$p_{p0} = P_v \exp\left(-\frac{E_f - E_{vp}}{kT}\right) \quad (12.2)$$

$$n_{n0} = N_c \exp\left(-\frac{E_{cn} - E_f}{kT}\right). \quad (12.3)$$

Для неосновних носіїв:

$$p_{n0} = P_v \exp\left(-\frac{E_f - E_{vn}}{kT}\right) \quad (12.4)$$

$$n_{p0} = N_c \exp\left(-\frac{E_{cp} - E_f}{kT}\right). \quad (12.5)$$

Тут  $N_c$  і  $P_v$  – ефективні щільності станів в зоні провідності та валентній зоні, відповідно. У чисельниках показників експонент –

відстані від рівня Фермі до краю відповідних зон (див. рис. 12.1). Враховуючи, що  $E_{cp} - E_{cn} = E_{vp} - E_{vn} = \varphi_0$ , знаходимо

$$p_{n0} = p_{p0} \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right) \quad (12.6)$$

$$n_{p0} = n_{n0} \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right). \quad (12.7)$$

За наявності прямого зміщення висота бар'єру зменшується і стає рівною  $\varphi_0 - eU$ . В цьому випадку вирази (12.6) і (12.7) для достатньо великої напруги перетворюються до вигляду:

$$p_n = p_{n0} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (12.8)$$

$$n_p = n_{p0} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right). \quad (12.9)$$

Тут  $p_n$  і  $n_p$  – концентрації неосновних носіїв на зовнішніх межах р-п-переходу.

Для виводу вольт-амперної характеристики зробимо спрощуючі припущення:

а) вважатимемо р-п-перехід тонким, так що інжектовані носії пронизують його, не встигаючи рекомбінувати. Це означає, що  $I_p|_{x=l_n} = I_p|_{x=-l_p}$  і  $I_n|_{x=-l_p} = I_n|_{x=l_n}$ , де  $I_n$ ,  $I_p$  – електронна і діркова складові струму в р-п-переході;

б) припустимо, що вся прикладена напруга  $U$  падає тільки на р-п-переході. Це означає, що за областю переходу електрони і дірки рухаються тільки внаслідок градієнта концентрації, тобто шляхом дифузії:

$$I_n|_{x=-l_p} = eSD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-l_p}$$

$$I_p|_{x=l_n} = eSD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=l_n},$$

де  $D_n$ ,  $D_p$  – коефіцієнти дифузії електронів і дірок;  $S$  – площа поперечного перерізу переходу.

Прийняті припущення дозволяють записати вирази для повного струму, що протікає через будь-який переріз переходу, у вигляді:

$$I = eS \left( D_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-l_p} - D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=l_n} \right). \quad (12.10)$$

Таким чином, задача зводиться до обчислення градієнтів концентрації електронів і дірок на зовнішніх межах переходу. Для цього потрібно розв'язати рівняння неперервності для дірок в n-області і електронів в p-області з урахуванням їх рекомбінації. У стаціонарному випадку, коли  $\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = 0$

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_{n0}}{D_p \tau_p} = 0 \quad (12.11)$$

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_{p0}}{D_n \tau_n} = 0, \quad (12.12)$$

де  $\tau_p$  – час життя дірок в n-області;  $\tau_n$  – час життя електронів в p-області. Розв'язок рівнянь (12.11) і (12.12) з граничними умовами (12.8), (12.9) і  $p(x \rightarrow \infty) = p_{n0}$ ,  $n(x \rightarrow -\infty) = n_{p0}$  дозволяє знайти потрібні для обчислення струму похідні:

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=l_n} = -\frac{p_{n0}}{L_p} \left[ \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (12.13)$$

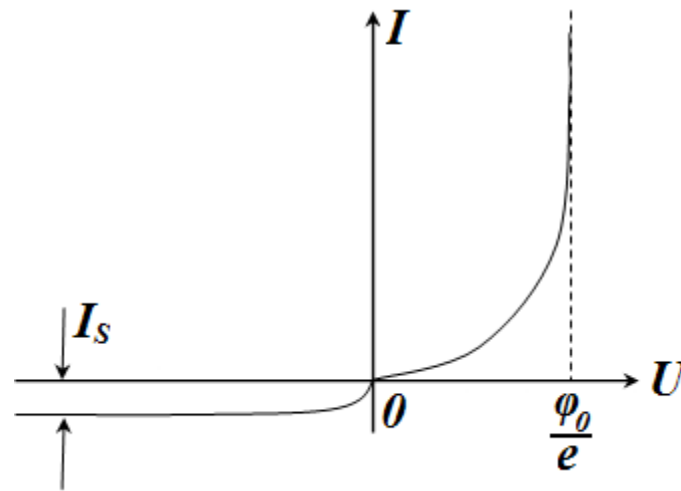
$$\left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-l_p} = -\frac{n_{p0}}{L_n} \left[ \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (12.14)$$

Тут  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  і  $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$  – дифузійні довжини дірок і електронів, відповідно. Підставляючи (12.13), (12.14) в (12.10), одержимо:

$$I = I_s \left[ \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (12.15)$$

де 
$$I_s = eS \left( \frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right) \quad (12.16)$$

– це зворотний струм насичення р-п-переходу [див. також (12.6) і (12.7)].



**Рис. 12.3.** Вольт-амперна характеристика ідеального р-п-переходу

Якщо ступені легування n- і р-шарів діодної структури приблизно однакові, то  $n_{p0} \approx p_{n0}$ . Тоді сумарний струм насичення, визначуваний концентраціями неосновних носіїв в них  $n_{p0}$  і  $p_{n0}$ , визначається як  $I_s = Cn_i$ , де з урахуванням (12.4), (12.5) і  $E_{cp} + E_{vn} = E_g$ , отримаємо

$$n_i = \sqrt{n_{p0} p_{n0}} = \sqrt{N_c e^{-\frac{E_{cp} - E_f}{kT}} P_v e^{-\frac{E_f - E_{vn}}{kT}}} = \sqrt{N_c P_v} \left( e^{-\frac{E_g}{2kT}} \right).$$

Звідси (12.16) набуває вигляду

$$I_s = A \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (12.17)$$

де  $A$  – деяка стала.

Вираз (12.15) описує шукану вольт-амперну характеристику р-п-переходу, хід якої графічно представлений на рисунку 12.3.

## 12.1.5. Визначення параметрів випрямляючих напівпровідникових діодів

### 12.1.5.1. Вольт-амперні характеристики (ВАХ)

#### 12.1.5.1.1. Визначення концентрації легуючої домішки по величині контактної різниці потенціалів

Якщо ступені легування n- і p-областей діодної структури приблизно однакові, то  $N_a \approx N_d = N$ . Тоді приведена концентрація домішок в p-n- переході  $N^* = N/2$  і формула (12.1) набуває вигляду

$$\varphi_0 = eU_k = \frac{e^2}{\epsilon\epsilon_0} N \frac{l^2}{4}. \quad (12.18)$$

Це дозволяє по величині  $U_k$  (див. рис. 12.4) визначати концентрацію домішки  $N$ . Товщину збідненого шару можна визначити із вольт-фарадних характеристик (див. 12.1.5.2).

#### 12.1.5.1.2. Визначення ширини забороненої зони по прямолінійних відрізках прямих гілок ВАХ

У реальних діодах послідовно з p-n-переходом увімкнено опір n- і p-областей  $R_s$  (так званий опір бази). Це частини напівпровідникового кристалу з обох боків від переходу, куди не розповсюджується область просторового заряду.

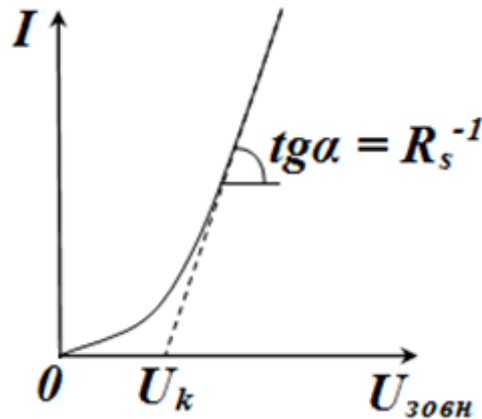
У такому разі, за наявності зовнішньої напруги  $U_{зovн}$ , тільки частина її  $U_{p-n} = U_{зovн} - IR_s$  падає на переході. У зв'язку з цим, вираз для ВАХ діода має вигляд:

$$I = I_s \left[ \exp\left(\frac{e(U_{зovн} - IR_s)}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (12.19)$$

У області великих прямих струмів, коли  $IR_s \gg U_k$ , можна вважати що вся прикладена напруга падає на опорі бази,  $I \approx U_{зovн}/R_s$ . Кажучи іншими словами, за рахунок опору бази, при великих прямих струмах,

коли бар'єр в переході зменшується до нуля, ВАХ переходить в пряму лінію, нахил якої дорівнює  $R_s^{-1}$  (рис. 12.4).

Знаючи опір  $R_s$ , можна вирахувати концентрацію вільних носіїв  $n_i$  по формулі  $R_s^{-1} = en_i\mu$  за відомої рухливості  $\mu$  (див. розділ 10.2).



**Рис. 12.4. Вольт-амперна характеристика реального діода**

Вимірюючи прямі гілки ВАХ при різних температурах і визначаючи величину  $R_s(T)$ , можна здобути значення ширини забороненої зони  $E_g$ , аналогічно розділу 10.1, використовуючи залежність  $R = R_0 \exp(-\frac{E_g}{2kT})$ .

Недоліком такого способу є більша похибка в порівнянні з методом розділу 10.1. Вона виникає з геометричних міркувань. За різних температур і прикладеної напруги змінюється ширина області просторового заряду. Тож дещо змінюються розміри незадіяних частин кристалу і, відповідно, їх опір.

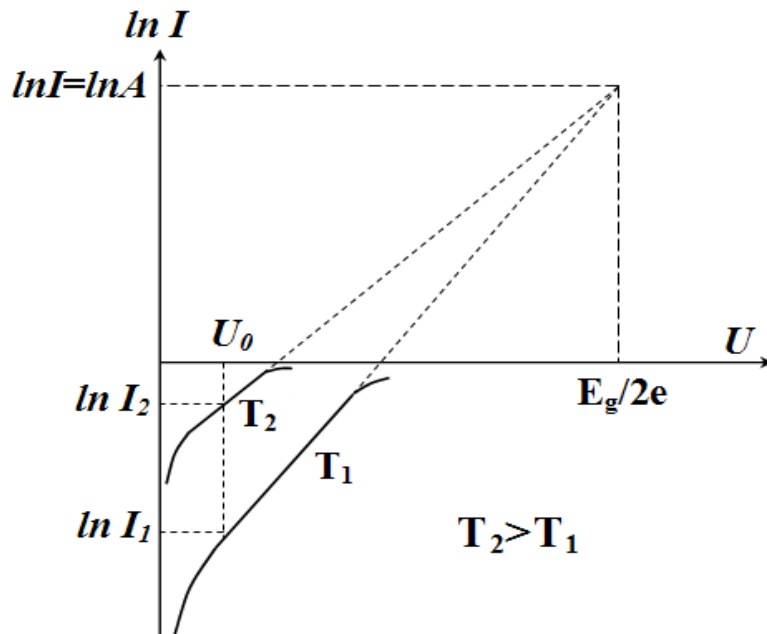
Перевагою цього методу є можливість визначити ширину забороненої зони матеріалу у вже виготовленому приладі.

### **12.1.5.1.3. Визначення ширини забороненої зони по перетину прямих гілок ВАХ, виміряних при різних температурах**

На експоненціальній ділянці ВАХ при достатньо великих прямих напругах формулу (12.19) можна представити у вигляді:

$I = I_s \left[ \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \right]$ , де струм насичення (див. 12.17) дорівнює

$$I_s = A \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (12.20)$$



**Рис. 12.5. Прямі гілки ВАХ діода при різних температурах**

Тоді (12.19) матиме вигляд

$$I = A \exp\left(-\frac{\frac{E_g}{2} - eU}{kT}\right), \quad (12.21)$$

де  $A$  – деякий коефіцієнт, слабо залежний від температури.

Логарифмуючи (12.21), отримаємо:

$$\ln I = \ln A - \frac{\frac{E_g}{2} - eU}{kT}. \quad (12.22)$$

Звідси витікає, що сімейство характеристик  $\ln I(U)$  при різних температурах  $T_1$  і  $T_2$  представляється прямими з нахилом, залежним

від температури. Оскільки вони не паралельні, то перетинаються в деякій точці ( $I_1, U_1$ ) де

$$\ln I_1 = \ln A - \frac{\frac{E_g}{2} - eU_1}{kT_1}$$

$$\ln I_1 = \ln A - \frac{\frac{E_g}{2} - eU_1}{kT_2}.$$

Звідки

$$\frac{\frac{E_g}{2} - eU_1}{kT_1} = \frac{\frac{E_g}{2} - eU_1}{kT_2},$$

що за різних температур можливо тільки при  $U_1 = E_g/2e$ .

Це дозволяє розрахувати ширину забороненої зони матеріалу, вимірявши прямі ВАХ діода при двох різних температурах (рис. 12.5).

Оскільки екстраполяція прямих рис. 12.5 проводиться на достатньо довгому проміжку напруги, метод чутливий до розкиду точок ВАХ. Він не годиться для занадто вузькозонних напівпровідників (робоча область дуже мала) і занадто широкозонних (точка перетину  $U_1$  дуже далеко). В обох цих випадках невелика похибка в визначенні нахилу приведе до значної розбіжності в визначенні  $U_1$ .

#### **12.1.5.1.4. Визначення ширини забороненої зони по січній прямих гілок ВАХ, виміряних при різних температурах**

Цього недоліку позбавлений наступний метод. Величину  $E_g$  можна визначити по відсіченнях на графіках ВАХ при деякій напрузі  $U_0$  (бажано посередині робочої області). Як видно з рисунка 12.5, довжина цього інтервалу дорівнює [див. (12.22)]:

$$|\ln I_1| - |\ln I_2| = \frac{E_g}{2k} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) + \frac{eU_0}{k} \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right). \quad (12.23)$$

Оскільки температури  $T_1$  і  $T_2$ , при яких проводилися вимірювання, відомі, а величини, що стоять зліва, визначаються безпосередньо з графіка, то формула (12.23) дозволяє обчислити значення  $E_g$ :

$$E_g = 2k \frac{|\ln I_1| - |\ln I_2|}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} + 2eU_0, \quad (12.24)$$

що робить можливим визначити цей параметр без екстраполяції.

#### 12.1.5.1.5. Визначення ширини забороненої зони по січній зворотних гілок ВАХ, виміряних при різних температурах

Ширину забороненої зони можна також визначити, вимірюючи температурну залежність зворотного струму  $I_s(T)$  при фіксованій напрузі (рис.12.6). Напруга повинна бути достатньо великою (десятки вольт), аби при будь-якій температурі січна приходилася на ділянку насичення струму.

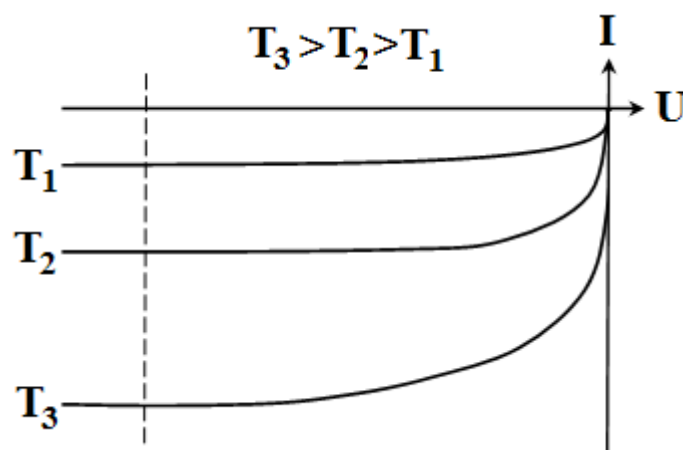


Рис. 12.6. Зворотні гілки ВАХ діоду

Згідно з (12.20) в координатах  $\ln I_s \div (1/T)$  графік є прямою, кутовий коефіцієнт якої дорівнює  $E_g/2k$ .

### 12.1.5.2. Вольт-фарадні характеристики (ВФХ)

Виникаючий в р-n-переході подвійний електричний шар можна розглядати як плоский конденсатор площі  $S$  і характеризувати його ємністю

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{l_0} \quad (12.25)$$

Ця ємність називається бар'єрною (або зарядовою) ємністю переходу. Величина  $l_0$  – це ширина області просторового заряду діода. Вона дорівнює [див.(12.1)]

$$l_0 = \left( \frac{2\phi_0 \epsilon \epsilon_0}{N^* e^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (12.26)$$

де  $N^*$  – концентрація домішок у n-p-переході,  $\phi_0$  – висота потенціального бар'єру в р-n-переході.

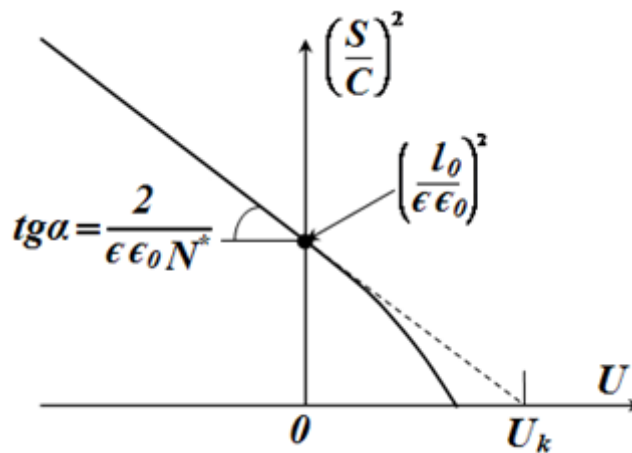


Рис. 12.7. Вольт-фарадна характеристика різкого р-n-переходу

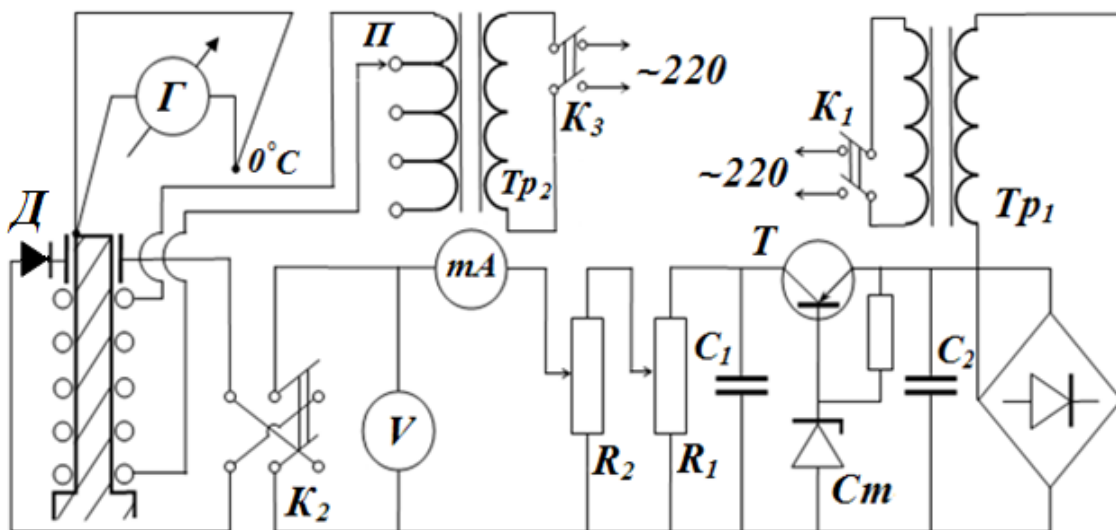
Підставляючи в (12.25) значення ширини області просторового заряду  $l_0$  із (12.26), з урахуванням висоти бар'єру  $\phi = \phi_0 - eU$ , одержимо вираз для вольт-фарадної характеристики діода:

$$C = eS \left[ \frac{\epsilon \epsilon_0 N^*}{2(\phi_0 - eU)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (12.27)$$

Ця залежність в координатах  $(S/C)^2 \div U$  є прямою лінією (рис. 12.7). Експериментальне дослідження залежності ємності діода від напруги дозволяє визначати концентрацію домішки по тангенсу прямолінійної ділянки і відсічці на осі абсцис (див. 12.1), величину товщини збідненого шару, а також скласти уявлення про характер розподілу домішок в області р-n-переходу.

### 12.1.6. Експериментальна установка і методика вимірювань

Вимірювальна схема для досліджень ВАХ діодів представлена на рис. 12.8.



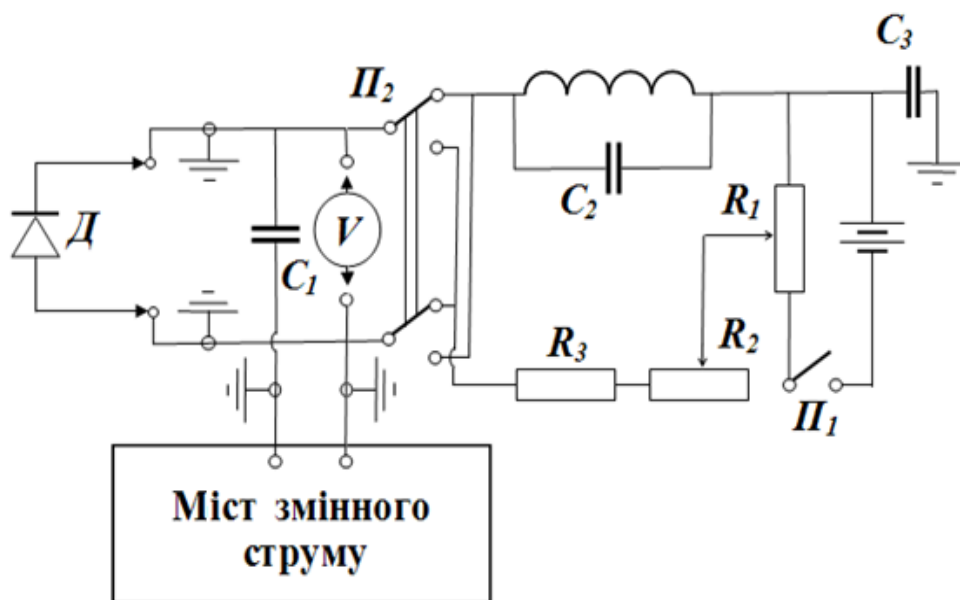
**Рис. 12.8. Схема установки для вимірювання ВАХ діодів при різних температурах**

Мережева напруга при замкнутому тумблері  $K_1$  понижується трансформатором  $Tr_1$ , випрямляється на діодному містку і після згладжування на транзисторному стабілізаторі подається на досліджуваний діод  $D$ . При цьому потенціометри  $R_1$  і  $R_2$  дозволяють плавно змінювати величину напруги. Тумблер  $K_2$  слугує для зміни полярності напруги, що подається. Величина напруги на діоді вимірюється за допомогою вольтметра  $V$ , а сила протікаючого струму – за допомогою міліамперметра  $mA$ .

З метою запобігання пошкодження вимірювальних приладів на них слід завчасно встановлювати відповідні межі вимірювань: для

прямой гiлки ВАХ очiкуються невеликi величини змiщення при вiдносно великих струмах, для зворотної гiлки ВАХ характерна незначна величина струму при великих прикладених напругах. При вимiрюваннi зворотної гiлки ВАХ не слiд подавати напругу понад 100 В, оскiльки при цьому збiльшується вiрогiднiсть пробоем діода.

Установка дозволяє проводити вимiрювання ВАХ при пiдвищених температурах, а також досліджувати температурнi залежностi струму. Для цього змiнна напруга при замкненому тумблерi  $K_3$  знижується трансформатором  $Tr_2$  i подається на нагрiвальний елемент, на якому укрiплено досліджуваний діод. Перемикач  $\Pi$  дозволяє регулювати напругу для нагрiвального елемента, а, отже, i температуру діода. Температура реєструється диференцiальною термопарою за допомогою гальванометра  $\Gamma$ .



**Рис. 12.9. Схема подачі постійного змiщення на діод при вимiрюваннi вольт-фарадних характеристик**

Для проведення вольт-емнісних вимiрювань досліджуваний діод вмикається у вимiрювальну схему, представлену на рис. 12.9.

Величина емностi вимiрюється за допомогою моста змiнного струму, що приєднується до діода через конденсатор  $C_1$ , який роздiляє по постійному струму схему змiщення i сам міст. Постiйне

зміщення подається на діод через вимикач  $\Pi_1$  і ланцюжок опорів  $R_1$ – $R_2$ – $R_3$ . Змінні опори  $R_1$  і  $R_2$  слугують для грубого і плавного регулювання величини зміщення. Опір  $R_3$  оберігає діод від теплового пробою.

Послідовно з діодом також увімкнено резонансний контур  $LC_2$ , налаштований на частоту моста змінного струму, що збільшує опір схеми по змінному струму. Перемикач  $\Pi_2$  змінює полярність зміщення, що подається на діод. Величина зміщення вимірюється за допомогою високоомного катодного вольтметра  $V$ , який вимикається від схеми на час мостових вимірювань, щоб зменшити вплив змінного струму мережі 50 Гц на нуль-індикатор. Для того, щоб схема зміщення не шунтувала діод, один полюс батареї заземлено по змінній складовій конденсатором  $C_3$ .

### 12.1.7. Порядок вимірювань

1. Виміряти пряму і зворотну гілки вольт-амперної характеристики діода при кімнатній температурі. За допомогою градуювального графіка термопари за показами гальванометра  $\Gamma$  визначити температуру діода.
2. Подати на діод обернене зміщення порядку – 50 В. Зафіксувати значення зворотного струму  $I_s$ . Увімкнути нагрівальний елемент. Підтримуючи незмінним напругу, виміряти залежність струму насичення від температури.
3. Досягнувши стаціонарної температури 60–70 °С, повторити вимірювання всієї вольт-амперної характеристики.
4. Увімкнути діод в схему для вимірювання ВФХ. За допомогою моста змінного струму виміряти ємність діода при нульовому зміщенні.
5. Встановити ручки потенціометрів  $R_1$  і  $R_2$  в крайні ліві положення. За допомогою перемикачів  $\Pi_1$  і  $\Pi_2$  подати на діод обернене зміщення. Виміряти залежність ємності діода від прикладеної напруги в інтервалі (0–10 В) з кроком 0,2 В.

## 2.1.8. Алгоритм отримання результатів

1. По величині контактної різниці потенціалів на прямих гілках ВАХ визначити концентрацію легуючої домішки (див. 12.1.5.1.1).
2. Визначити ширину забороненої зони (див. 12.1.5.1.2) по прямолінійних відрізках прямих гілок ВАХ, вимірених при різних температурах. Для цього треба отримати залежність  $R_s(T)$  і представити її в координатах  $\ln R_s \div (1/T)$ . Температура повинна бути виражена в Кельвінах.
3. Прямі гілки вольт-амперних характеристик представити в координатах  $\ln I \div U$ . Струм повинен бути виражений в амперах. По їх перетину визначити ширину забороненої зони напівпровідника (див. 12.1.5.1.3).
4. Визначити ширину забороненої зони по величині інтервалу між графіками по осі струмів (див. 12.1.5.1.4), користуючись формулою (12.24). Порівняти результати з одержаними в п. п. 2 і 3.
5. Побудувати температурну залежність струму насичення в координатах  $\ln I_s \div 1/T$ . Температура повинна бути виражена в Кельвінах. Розрахувати ширину забороненої зони матеріалу (див. 12.1.5.1.5). Порівняти з результатами, одержаними в п. п. 2–4.
6. Побудувати ВФХ досліджуваного діода, використовуючи координати  $(S/C)^2 \div U$ . Оцінити характер розподілу домішок в р-п-переході.
7. Використовуючи значення ємності при нульовому зміщенні, за допомогою формули (12.25) розрахувати товщину шару просторового заряду.
8. По тангенсу нахилу прямолінійної ділянки графіка рис. 12.6 визначити концентрацію домішки в матеріалі діода.
9. Визначити концентрацію домішки в матеріалі діода по значенню відсічки на осі абсцис згідно з (12.1).

## Запитання для самоперевірки

1. За рахунок чого формується внутрішнє поле бар'єру в р-п-переході?
2. Поясніть формування прямої і зворотної гілки ВАХ.
3. Що таке дрейфовий струм? Дифузійний?
4. Що таке струм насичення? З яких носіїв він формується?
5. Покажіть, що прямі гілки ВАХ в координатах  $\ln I \div U$ , виміряні при різних температурах, перетинаються в точці  $U = E_g / 2e$ .
6. Як визначити ширину забороненої зони матеріалу діода по його прямим гілкам ВАХ?
7. Як визначити ширину забороненої зони матеріалу діода по його зворотних гілкам ВАХ?
8. Що таке опір бази діода і як його визначити?
9. Які параметри можна визначити з дослідження вольт-фарадних характеристик?
10. Покажіть, як з припущення однакового рівня легування п- і р-шарів діодної структури випливає формула (12.20).

# **КАРТА МОЖЛИВОСТЕЙ (ДОРОЖНЯ КАРТА) ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ НАПІВПРОВІДНИКІВ**

## **Ширина забороненої зони**

1. По куту нахилу відповідної ділянки температурної залежності провідності (див. розділ 10.1).
2. По куту нахилу відповідної ділянки температурної залежності коефіцієнта термо-е.р.с. (див. розділ 10.3).
3. По температурній залежності опору бази бар'єрної структури (див. розділ 12.1).
4. По перетину прямих гілок ВАХ бар'єрної структури (див. розділ 12.1).
5. По січній прямих гілок ВАХ бар'єрної структури (див. розділ 12.1).
6. По температурній залежності зворотного струму насичення бар'єрної структури (див. розділ 12.1).

## **Енергія активації пасток**

1. По максимуму термостимульованої провідності (див. розділ 4.8).
2. По куту нахилу відповідної ділянки температурної залежності провідності (див. розділ 10.1).
3. По куту нахилу відповідної ділянки температурної залежності коефіцієнта термо-е.р.с. (див. розділ 10.3).
4. По вольт-амперних залежностях струмів, обмежених просторовим зарядом (див. розділ 10.5).

5. По температурних залежностях струмів, обмежених просторовим зарядом (див. розділ 10.5).

### **Концентрація пасток**

1. По площі під кривою термостимульованої провідності (див. розділ (4.8)).

2. По вольт-амперних залежностях струмів, обмежених просторовим зарядом (див. розділ 10.5).

3. По величині контактної різниці потенціалів, визначуваній на прямих гілках ВАХ (див. розділ 12.1.).

4. По прямолінійному відрізку вольт-фарадних характеристик бар'єрних структур (див. розділ 12.1).

5. По величині контактної різниці потенціалів, визначуваній з вольт-фарадних характеристик бар'єрної структури (див. розділ 12.1).

### **Питома електропровідність**

1. Порядок величини з аналізу температурної залежності іонної складової рухливості (див. розділ 10.2).

2. Прямим вимірюванням (див. розділ 10.4).

### **Переважаючий тип носіїв струму**

1. З дослідження термоелектричного ефекту (див. розділ 10.3).

2. По знаку коефіцієнта Холла (див. Розділ 11.1).

### **Концентрація вільних носіїв струму**

1. З дослідження термоелектричного ефекту (див. розділ 10.3).

2. По напрузі, при якій починається явище СОПЗ (див. розділ 10.5).
3. З вивчення ефекту Холла (див. розділ 11.1).
4. З опору бази бар'єрної структури (див. розділ 12.1).

### **Електрична однорідність зразка**

1. Прямим вимірюванням (див. розділ 10.4).

### **Рухливість вільних носіїв струму**

1. Прямими вимірюваннями (див. розділ 10.2).
2. З вивчення ефекту Холла (див. розділ 11.1).

### **Переважаючий тип розсіювання носіїв струму в кристалі**

1. З аналізу температурної залежності рухливості (див. розділ 10.2).

## СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам – под ред. К. В. Шалимовой // М.,: “Высшая школа”, 1975, 206 с.
2. Шалимова К. В. – Физика полупроводников // СПб.,: “Лань”, 2010, 400 с.
3. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. – Физика полупроводников // М.,: “Наука”, 1977, 672 с.
4. Сердюк В. В., Чемересюк Г. Г. – Фотоэлектрические процессы в полупроводниках // Київ: “Либідь”, 1993, 201 с.
5. Павлов Л. П. – Методы измерения параметров полупроводниковых материалов // М.,: “Высшая школа”, 1987, 238 с.
6. Воронцов В. Ф., Хевеши И., Нанаи Л. “Оптические свойства полупроводников”// Одесса, изд-во ОГУ, 1980, 127 с.
7. Грибковский В. П. “Теория поглощения и испускания света в полупроводниках” // Минск, “Наука и техника”, 1975, 462 с.
8. Сердюк В. В., Ваксман Ю. Ф. “Люминесценция полупроводников” // Киев–Одесса, “Вища школа”, 1988, 200 с.
9. Войцеховский А. В., Ижнин И. И., Савчин В. П., Вакив Н. М. – Физические основы полупроводниковой фотоэлектроники // Томск, “Издательский Дом Томского государственного университета”, 2013, 559 с.
10. Пасынков В. В., Чиркин Л. К. “Полупроводниковые приборы” // СПб; “Лань”, 2001, 480 с.
11. Зи С. М. “Физика полупроводниковых приборов” // т. 1, 2, М.; “Мир”, 1985, 456 с.

12. Чебаненко А. П., Каракіс Ю. М. “Фізика напівпровідників. Частина I. Параметри і статистика носіїв заряду” // Навчально-методичний посібник до спеціального курсу лекцій “Фізика напівпровідників”. Видавництво Одеського національного університету. м. Одеса, 2019, 67 с.
13. Чебаненко А. П., Каракіс Ю. М. “Фізика напівпровідників. Частина II. Рекомбінація носіїв заряду” // Навчально-методичний посібник до спеціального курсу лекцій “Фізика напівпровідників”. Видавництво Одеського національного університету. м. Одеса, 2020, 68 с.
14. Чебаненко А. П., Каракіс Ю. М. “Фізика напівпровідників. Частина III. Процеси захоплення носіїв заряду” // Навчально-методичний посібник до спеціального курсу лекцій “Фізика напівпровідників”. Видавництво Одеського національного університету. м. Одеса, 2021, 60 с.

## ДОБРЕ СЛОВО



### **Професор Георгій Гаврилович Чемересюк 1935 - 2019 рр.**

Цей навчально-методичний посібник написано на основі курсу лекцій, які професор Чемересюк Г. Г. читав (і удосконалював) впродовж 40 років на кафедрі експериментальної фізики ОНУ ім. І. І. Мечникова.

Ми, його соратники, учні і послідовники, розглядаємо подане видання як своєрідну дань пам'яті Вчителю. Один із співавторів закінчив аспірантуру і захистив дисертацію під керівництвом Георгія Гавриловича. Інший впродовж багатьох років працював під його науковим керівництвом у створеній їм на фізичному факультеті лабораторії спеціальних практикумів.

Георгій Гаврилович Чемересюк уродженець м. Балта Одеської області. У 1954 році вступив на фізичний факультет ОДУ. Після закінчення його в 1959 р. як найуспішніший випускник був залишений в університеті для роботи на кафедрі експериментальної фізики.

Починав з лаборантської посади, беручи активну участь при цьому в роботі науково-дослідної групи при інституті фізики під

керівництвом професора Сьори Т. Я., а надалі – професора Сердюка В. В., майбутнього багаторічного ректора університету.

Одночасно Георгій Гаврилович заочно навчався в аспірантурі. Під його ж, професора Сердюка В. В., керівництвом написана дисертація, що була успішно захищена в 1972 р.

Наукові інтереси професора Чемересюка Г. Г. в основному були пов'язані з фотоелектричними процесами в напівпровідниках. За результатами дослідницьких робіт їм було одержано три свідоцтва про авторські винаходи і опубліковано близько 140 наукових статей як в провідних журналах СРСР, так і в зарубіжних виданнях. Учасник багатьох міжнародних конференцій.

Георгій Гаврилович Чемересюк створив оригінальний курс лекцій, видав 8 методичних посібників і в співавторстві з професором Сердюком В. В. – два підручники по фізиці напівпровідників (1982, 1993).

Під керівництвом Георгія Гавриловича було захищено 7 кандидатських дисертацій. Два його учні (Василевській Д. Л. і Голованов В. В.) згодом захистили докторські дисертації.

Багато часу проф. Чемересюк приділяв адміністративній роботі. З 1968 р. він був призначений заступником декана, а з 1981 по 2006 р. постійно обирався деканом фізичного факультету.

Весь цей період Георгій Гаврилович виконував обов'язки заступника завідувача кафедрою експериментальної фізики.

У відносинах із студентами, аспірантами і колегами Георгій Гаврилович був надзвичайно доброзичливим, проявляв турботу і співчуття. Завжди усмішливий, м'який і веселий, він незмінно користувався великою любов'ю і пошаною оточуючих, допомагав вирішувати багато проблем, що неминуче виникають в житті великого колективу.

У 2011 році за станом здоров'я Георгій Гаврилович був вимушений залишити роботу на фізичному факультеті ОНУ.

З теплом і подякою зберігають добру пам'ять про Георгія Гавриловича його учні, колеги і співробітники фізичного факультету.

## ДОДАТКИ

### ПАРАМЕТРИ ДЕЯКИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Напів- провід- ник	Ширина забороненої зони		$\left(\frac{dE_g}{dT}\right) \cdot 10^4$ $(300K) \frac{eB}{K}$	$\left(\frac{dE_g}{dP}\right)_T$ $\frac{eB}{Па}$	Ефективна маса		Статична діелект- рична проник- ність $\epsilon$	Рухливість		
	$E_g, eB$ (0 K)	$E_g, eB$ (300K)			$\frac{m_n^*}{m_0}$	$\frac{m_p^*}{m_0}$		$\frac{\mu_n}{\frac{cm^2}{B \cdot c}}$	$\frac{\mu_p}{\frac{cm^2}{B \cdot c}}$	
IV {	<i>Ge</i>	0,74	0,67	-3,7	0,5	$m_i 1,58$ $m_i 0,082$	$m_{pi} 0,3$ $m_{pa} 0,04$	16,3	3900	1900
	<i>Si</i>	1,166	1,11	-2,3	-0,15	$m_i 0,98$ $m_i 0,19$	$m_{pi} 0,5$ $m_{pa} 0,16$	11,7	1350	480
VI {	<i>Se</i>	1,95	1,74	-14	-0,20		0,12	8,5	1	
	<i>Te</i>	0,334	0,32	-0,32	-0,19	0,038 $\perp$	0,26 <i>II</i> 0,10 $\perp$	5,8 <i>II c</i> 2,2 $\perp c$	1100	
II·V {	<i>ZnO</i>		3,2	-9,5	0,06	0,32	0,27	7,9	180	
	<i>ZnS<math>_{\alpha\beta}</math></i>		3,8	-3,8	0,9	0,28	> 1 <i>II</i>	8,3		
			3,6	-5,3	0,57	0,39	0,5 $\perp$	8,3		
	<i>ZnSe</i>	2,80	2,58	-7,2	0,6	0,17		8,1	100	
	<i>CdS</i>	2,58	2,53	-5	0,33	0,20	0,7 $\perp c$ 5 <i>II c</i>	8,9	210	
	<i>CdSe</i>	1,85	1,74	-4,6		0,13	2,5 <i>II</i> 0,4 $\perp$	10,6	500	
<i>CdTe</i>	1,60	1,50	-4,1	0,15	0,11	0,35	10,9	600		
III·V {	<i>GaAs</i>	1,520	1,43	-5,0	1,1	0,07	$m_{pi}^* 0,5$ $m_{pa}^* 0,12$	12	8600	400
	<i>GaP</i>	2,4	2,25	-5,4	-0,17	0,13	0,8	10	120	120
	<i>GaSb</i>	0,81	0,69	-4,1	1,2	0,045	0,39	15	4000	650
	<i>InSb</i>	0,235	0,17	-2,9	1,5	0,0133	$m_{pi}^* 0,6$ $m_{pa}^* 0,012$	18	76000	5000
	<i>InAs</i>	0,43	0,36	-3,3	0,5	0,028	0,33	12,5	30000	240
IV·V <i>SiC</i> {	$\alpha$	3,0	2,8-3,2	-3,3				10,2	400	
	$\beta$	2,68	2,2	-3,3				10,2	400	
IV·VI {	<i>PbS</i>	0,29	0,37	+4	-0,7	0,1 $m_i 0,07$	0,1 $m_{pi} 0,06$	170	550	600
	<i>PbSe</i>	0,15	0,26	+4	-0,8	$m_i 0,039$ $m_i 0,24$	$m_{pa} 0,03$ $m_{pi} 0,3$	250	1050	930
	<i>PbTe</i>	0,19	0,29	+4	-0,9	$m_i 0,02$	$m_{pa} 0,02$	412	1620	750

## ФІЗИЧНІ КОНСТАНТИ

Заряд електрона  $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$  од. СГСЕ =  $1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл.

Маса вільного електрона  $m_0 = 9,109 \cdot 10^{-28}$  г.

Швидкість світла у вакуумі  $c = 2,998 \cdot 10^{10}$  см/с.

Стала Планка  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж · с =  $4,136 \cdot 10^{-15}$  еВ · с.

Стала Больцмана  $k = 1,380 \cdot 10^{-23}$  Дж/К =  $8,614 \cdot 10^{-5}$  еВ/К.

*Теплова енергія:*

$kT = 0,02584$  еВ при кімнатній температурі ( $300$  К =  $27$  °С);

$kT = 0,00663$  еВ при температурі рідкого азоту ( $77$  К =  $-196$  °С);

$kT = 0,00036$  еВ при температурі рідкого гелію ( $4,2$  К =  $-269$  °С).

Енергія, відповідна 1 еВ:

$$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

Для обчислення енергії фотонів (у позасистемних одиницях):

$$h \cdot c = 1239 \text{ eV} \cdot \text{нм.}$$

*Навчальне видання*

**Чебаненко** Анатолій Павлович

**Каракіс** Юрій Миколайович

**ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ**

**Частина VI**

**Визначення параметрів напівпровідників  
без участі оптичного збудження**

НАВЧАЛЬНО-МЕТОДИЧНИЙ ПОСІБНИК

до спеціального курсу лекцій

«Фізика напівпровідників»

*В авторській редакції*

Підп. до друку 09.03.2023. Формат 60x84/16.

Ум.-друк. арк. 5,17. Наклад 16 пр.

Зам. № 2572.

Видавець і виготовлювач

Одеський національний університет імені І. І. Мечникова

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4215 від 22.11.2011 р.

65082, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12, Україна

Тел.: (048) 723 28 39, e-mail: [druk@onu.edu.ua](mailto:druk@onu.edu.ua)