

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ЗАПОРІЗЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

МАТЕМАТИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра загальної та прикладної фізики

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА МАГІСТРА

на тему: «ВПЛИВ ЗОВНІШНЬОГО МАГНІТНОГО
ПОЛЯ НА ВАХ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ДІОДНИХ
СТРУКТУР»

Виконала: студентка 2 курсу, групи 8.1051

спеціальності 105 прикладна фізика та
наноматеріали
(шифр і назва спеціальності)

Д. А. Пилипенко

(ініціали та прізвище)

Керівник доцент кафедри загальної та прикладної
фізики, доцент, к.ф.-м.н. Яновський О.С.
(посада, вчене звання, науковий ступінь, прізвище та ініціали)

Рецензент доцент кафедри програмної інженерії,
доцент, к.ф.-м.н., Горбенко В.І.
(посада, вчене звання, науковий ступінь, прізвище та ініціали)

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ЗАПОРІЗЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

Факультет математичний

Кафедра загальної та прикладної фізики

Рівень вищої освіти магістр

Спеціальність 105 прикладна фізика та наноматеріали

(шифр і назва)

Освітня програма прикладна фізика

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри загальної та
прикладної фізики, професор
кафедри, д.п.н., доцент

_____ Андреев А.М.

(підпис)

« _____ » _____ 2022 р.

З А В Д А Н Н Я

НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ СТУДЕНТЦІ

Пилипенко Дар'ї Андріївні

(прізвище, ім'я та по-батькові)

«Вплив зовнішнього магнітного поля на ВАХ напівпровідникових
діодних структур»

1. Тема роботи _____

керівник роботи _____

Яновський Олександр Сергійович, доцент, к.ф.-м.н.

(прізвище, ім'я та по-батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом ЗНУ від « 16 » 09 2022 року № 1206-с

2. Строк подання студентом роботи _____

3. Вихідні дані до роботи _____

1. Постановка задачі.

2. Перелік питань до дослідження.

3. Перелік літератури.

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити)

1. Огляд літератури стосовно напівпровідникових структур.

2. Основні магнітокінетичні ефекти в напівпровідниках.

3. Експерименти по дослідженню впливу зовнішніх магнітних полів.

4. Отримані результати та їх аналіз.

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень)

Презентація

6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
1	Яновський О.С.	01.02.22	03.04.22
2	Яновський О.С.	04.04.22	16.07.22
3	Яновський О.С.	17.07.22	20.09.22
4	Яновський О.С.	22.09.22	15.11.22

7. Дата видачі завдання _____ 19.12.21 _____

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів кваліфікаційної роботи	Строк виконання етапів роботи	Примітка
1.	Розробка плану роботи.	02.02.22	
2.	Збір вихідних даних.	10.02.22	
3.	Обробка методичних та теоретичних джерел.	27.04.22	
4.	Розробка першого та другого розділу.	12.08.22	
5.	Розробка третього та четвертого розділу.	30.10.22	
6.	Оформлення та нормоконтроль кваліфікаційної роботи.	08.12.22	
7.	Захист кваліфікаційної роботи.	14.12.22	

Студент _____
(підпис)

Д. А. Пилипенко _____
(ініціали та прізвище)

Керівник роботи _____
(підпис)

О. С. Яновський _____
(ініціали та прізвище)

Нормоконтроль пройдено

Нормоконтролер _____
(підпис)

О. С. Яновський _____
(ініціали та прізвище)

РЕФЕРАТ

Кваліфікаційна робота магістра « Вплив зовнішнього магнітного поля на ВАХ напівпровідникових діодних структур»: 60 с., 36 рис., 21 джерел.

ВАХ, МАГНІТНЕ ПОЛЕ, МАГНІТОКІНЕТИЧНІ ЕФЕКТИ, НАПІВПРОВІДНИКОВИЙ ДІОД.

Об'єкт дослідження – ВАХ напівпровідникових діодів на постійному струмі у магнітному полі та без магнітного поля.

Предмет дослідження – діоди Д2 та Д9.

Мета роботи: складання установки для вимірювання ВАХ діодів та проведення пробних експериментів на постійному струмі для широкого набору зразків з метою вибору найбільш чутливих до впливу магнітного поля та виявлення недоліків використовуваного обладнання, схем, режимів тощо.

Метод дослідження: аналітичний.

У кваліфікаційній роботі розглянуто теоретичні основи роботи напівпровідникових структур, основні магнітокінетичні ефекти, проведено експерименти з дослідження впливу зовнішніх магнітних полів на ВАХ напівпровідникових приладів.

SUMMARY

Master's qualification work "Effect of external magnetic field on the I–V characteristics of semiconductor diode structures.": 60 p., 36 fig., 21 sources.

I-V, MAGNETIC FIELD, MAGNETOKINETIC EFFECTS, SEMICONDUCTOR DIODE.

Object of research - the I-V characteristic of semiconductor diodes at direct current in a magnetic field and without a magnetic field.

Subject of research - D2 and D9 diodes.

The purpose of the work: assembling a device for measuring the current-voltage of diodes and conducting trial experiments on direct current for a wide range of samples in order to select the most sensitive to the influence of the magnetic field and to identify the shortcomings of the used equipment, circuits, modes, etc.

Research method: analytical.

In the qualification work, the theoretical foundations of the operation of semiconductor structures, the main magnetokinetic effects, experiments were conducted to study the influence of external magnetic fields on the I-V characteristics of semiconductor devices.

Зміст

ЗАВДАННЯ	2
НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ СТУДЕНТЦІ	2
РЕФЕРАТ	4
SUMMARY	5
ВСТУП.....	8
1 ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ РОБОТИ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУР	9
1.1 Структура метал-напівпровідник.....	9
1.1.1 Діод Шотткі.....	15
1.2 Структура напівпровідник-напівпровідник.....	17
1.2.1 Електронно-дірковий P-N перехід	17
1.2.2 Гетероструктури	18
1.3 Структура метал-діелектрик-напівпровідник.....	23
1.3.1 Ємність МДН-структур та МДН варіації.....	28
2 ОСНОВНІ МАГНІТОКІНЕТИЧНІ ЕФЕКТИ В НАПІВПРОВІДНИКАХ ...	32
2.1 Ефект Холла	33
2.2 Термомагнітні явища	33
2.2.1 Поперечний ефект Нернста – Еттінгсгаузена.....	34
2.2.2 Поздовжній ефект Нернста – Еттінгсгаузена	35
2.3 Термоелектричні явища.....	36
2.3.1 Ефект Зеебека.....	37
2.3.2 Ефект Пельтьє	38
2.3.3 Ефект Томсона	39
3 ЕКСПЕРИМЕНТИ ПО ДОСЛІДЖЕНЮ ВПЛИВУ ЗОВНІШНІХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ НА ВАХ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДІВ	41
3.1 Методика проведення експериментів	41
3.2 Експериментальна установка	41
3.2.1 Складання установки для вимірювань ВАХ у магнітному полі	41
3.2.2 Реконструкція електромагніту	43
3.3 Досліджувані зразки	45
4 ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ АНАЛІЗ.....	48

4.1 Вимірювання ВАХ Д2 і Д9 у магнітному полі при $B=0$ та $B=0,7$ Тл на постійному струмі.....	48
4.2 Вимірювання ВАХ Д2 і Д9 у магнітному полі при $B=0$ та $B=0,7$ Тл на імпульсному струмі	49
4.3 Розрахунок $R_n=f(B)$ для досліджуваних діодів.....	51
4.4 Розрахунок $\Delta U=f(B)$ для досліджувальних діодів.....	53
4.5 Розрахунок магніточутливості досліджуваних діодів	55
4.6 Індикатор магнітної індукції	56
ВИСНОВКИ	58
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	59

ВСТУП

Напівпровідниковий діод – прилад з одним електричним переходом і двома електродами. Принцип дії напівпровідникового діода ґрунтується на властивостях р-п-переходу. Площинні р-п-переходи для напівпровідникових діодів одержують шляхом плавлення, дифузії та епітаксії. Вольт-амперна характеристика (ВАХ) – залежність струму через провідний елемент від напруги на елементі. Напівпровідникові діоди, а також інші напівпровідникові елементи, що складаються з одного або декількох р-п-переходів (тиристори, стабілітрони), мають суттєво нелінійну та несиметричну ВАХ.

У напівпровіднику n-типу основними рухомими носіями електричного заряду є електрони, у напівпровіднику р-типу – дірки. Рухомі носії заряду, що перебувають поблизу р-п переходу, дифундують через перехід і взаємно рекомбінують, унаслідок чого в р-п переході утворюється збіднений вільними носіями заряду подвійний шар просторових зарядів. Ширина його становить десяті частини мікрометра.

Основною властивістю р–п переходу, і, як наслідок, напівпровідникового діода, є його переважно одностороння провідність і нелінійність ВАХ.

Одностороння провідність напівпровідникового діода покладена в основу побудови багатьох електронних пристроїв, зокрема випрямлячів змінної напруги.

За основним матеріалом найпоширенішими є германієві та кремнієві діоди; за конструкцією – точкові та площинні, за умовами застосування – універсальні, високочастотні, імпульсні, випрямні. Крім того, використовують спеціальні діоди, побудовані на параметричних властивостях р-п переходу, явищі електричного пробоя, тунельному ефекті тощо.

Дипломну роботу розглянуто на кафедрі загальної та прикладної фізики від 12.11.2022 року

1 ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ РОБОТИ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУР

1.1 Структура метал-напівпровідник

При контакті метала з напівпровідником, при умові, що відсутні будь-які проміжкові шари, які різні за хімічним складом і не враховуючи поверхневі стани на межі поділу, відбувається дифузія електронів в основному в матеріал з більшою $A_{\text{вих}}$ з матеріалу з $A_{\text{вих}}$, де $A_{\text{вих}}$ – робота виходу. Робота виходу електронів – це енергія, яка необхідна при переході електрона з рівня Фермі на край верхньої вільної зони, причому видаляти електрон в вакуум на нескінченну відстань від поверхні напівпровідника непотрібно.

Через дифузію електронів та перерозподіл зарядів змінюється електрична нейтральність областей, що прилягають до межі поділу. Через це виникає контактне електричне поле та різниця потенціалів

$$\varphi_{\text{кон}} = \frac{(A_{\text{м}} - A_{\text{н}})}{q} \quad (1.1)$$

де $A_{\text{м}}$ – робота виходу електронів з металу, а $A_{\text{н}}$ – з напівпровідника.

Перехід Шотткі – це перехідний шар, у якому існує контактне (чи дифузійне) електричне поле. Він утворений в результаті контакту між напівпровідником та металом. Першим основні математичні співвідношення для подібних характеристик переходу отримав німецький вчений В. Шотткі.

Контактне електричне поле на переході Шотткі зосереджено практично тільки в напівпровіднику, так як концентрація носіїв заряду в металі значно більша концентрації носіїв заряду в напівпровіднику. Перерозподіл електронів в металі відбувається в дуже тонкому шарі, порівнянним з міжатомною відстанню.

В залежності від типу електропровідності напівпровідника і від співвідношення роботи виходу в напівпровіднику може виникати збіднений, інверсний або збагачений шар. Якщо робота виходу в металі менша роботи

виходу в напівпровіднику ($A_M < A_H$), то електрони з більшою ймовірністю будуть переходити з металу в напівпровідник. Це призводить до утворення в напівпровіднику збідненого шару, якщо напівпровідник р-типу (рис. 1.1, а), або навіть інверсного шару, якщо $A_M \ll A_H$ (рис. 1.1, б). Якщо напівпровідник n-типу, то утворюється збагачений шар (рис. 1, в).

При протилежному співвідношенні робіт виходу ($A_M \gg A_H$) в напівпровіднику n-типу отримується збіднений або інверсний шар, а в дірковому – збагачений.

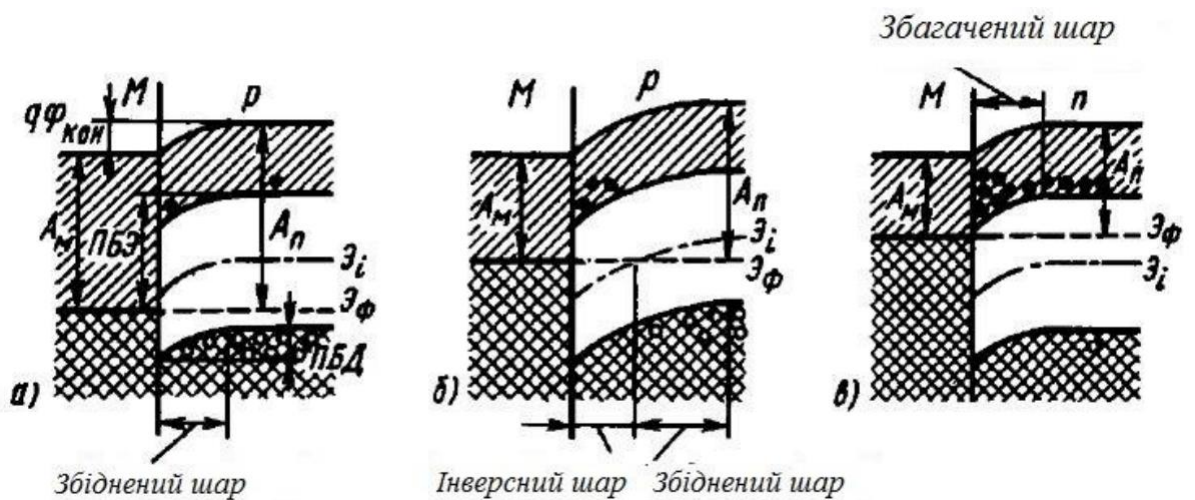


Рисунок 1.1 – Утворення збідненого (а), інверсного (б) і збагаченого (в) шарів в напівпровіднику поблизу металургійного контакту з металом при роботі виходу в металі меншій, ніж в напівпровіднику [2]

В збіднених шарах просторовий заряд формується в результаті порушення компенсації заряду іонізованих домішок основними носіями, а в збагачених – через накопичення основних носіїв заряду. Збагачений шар обумовлює малий опір приконтатної області напівпровідника в порівнянні з опором об'єму напівпровідника. Тому такий перехід не володіє випрямляючими властивостями. При наявності збідненого або інверсного шару перехід Шоттки володіє випрямляючими властивостями, так як зовнішня напруга, падаючи в основному на високоомному переході, буде змінювати

висоту його потенціального бар'єру, змінюючи проходження носіїв заряду через перехід.

Характерною особливістю випрямляючого переходу Шоттки, на відміну від р-п переходу, являється різна висота потенціальних бар'єрів для електронів та дірок. В результаті через перехід Шоттки може не відбуватися інжекція неосновних носіїв заряду в напівпровідник.

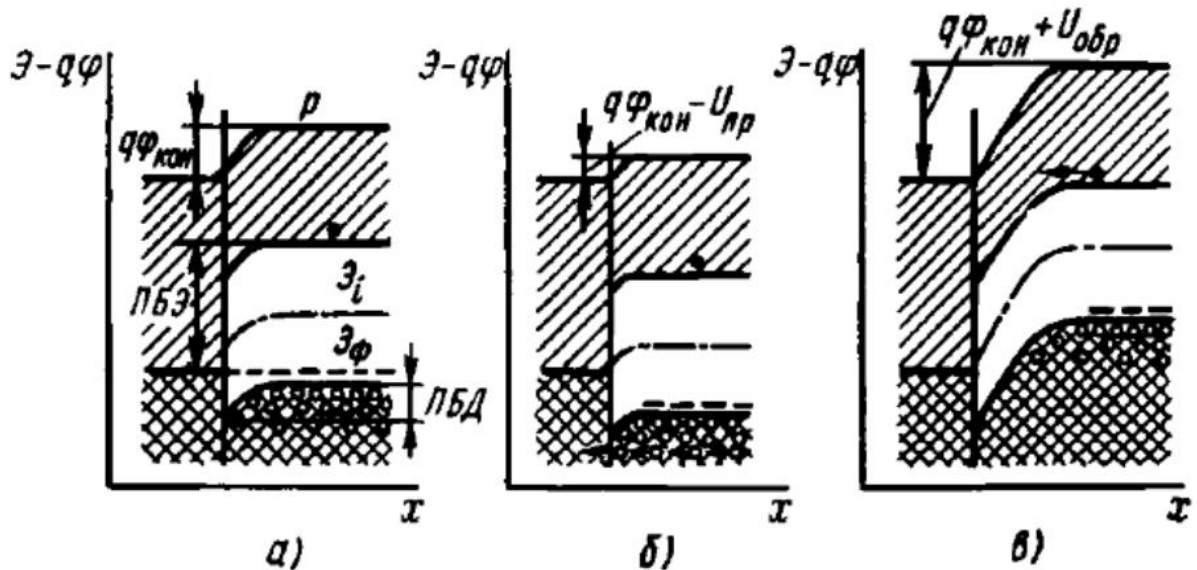


Рисунок 1.2 – Зміна висоти потенціального бар'єра на випрямляючому інжекційному переході між металом і напівпровідником при зміні зовнішньої напруги (а – зовнішня напруга відсутня; б – зовнішня напруга пряма; в – зовнішня напруга зворотна) [2]

Розглянемо рис. 1.2. При підключенні такого переходу в прямому напрямку (рис. 1.2, б), висота потенціального бар'єру для дірок (ПБД) в приконтатній області напівпровідника знижується, дірки будуть переходити з напівпровідника в метал. Чим більша пряма напруга, тим більша ймовірність такого переходу дірок.

Однак при цьому висота потенціального бар'єру для електронів (ПБЕ), які можуть рухатись з металу в напівпровідник залишається ще досить

великою. Тому потік електронів з металу в напівпровідник буде відносно малим, тобто практично не буде інжекції неосновних носіїв заряду в напівпровідник.

При іншій полярності зовнішньої напруги (при зворотній напрузі) потенціальний бар'єр для дірок підвищується (рис. 1.2, в), і їх рух через перехід закінчується. Для неосновних носіїв заряду (для електронів в даному прикладі) поле в переході виявляється прискорюючим. Тому, проходячи через перехід, неосновні носії заряду утворюють зворотній струм, який буде малим внаслідок малої концентрації неосновних носіїв в напівпровіднику.

Якщо різниця в роботах виходу велика, то в приконтатній області напівпровідника утворюється інверсний шар (рис. 1.2, б). В цьому випадку при малих прямих напругах через такий перехід буде відбуватися інжекція неосновних носіїв заряду з інверсного шару в прилеглий об'єм напівпровідника. При великих прямих напругах інверсний шар може зникнути.

В омичних переходах, утворених в результаті контакту між металом і напівпровідником, може відбуватися накопичення неосновних носіїв заряду внаслідок утворення потенціальної ями для неосновних носіїв в приконтатній області напівпровідника (рис. 1.3).

Таке явище може впливати на швидкодію напівпровідникових пристроїв. Для усунення цього явища необхідно прибрати потенціальний бар'єр на контактах метал-напівпровідник шляхом підбору контактуючих пар матеріалів з однаковими роботами виходу. Однак практично це нездійсненно через обмежений набір матеріалів і необхідності підбирати метал заново для кожної концентрації домішок напівпровіднику і для кожної температури.

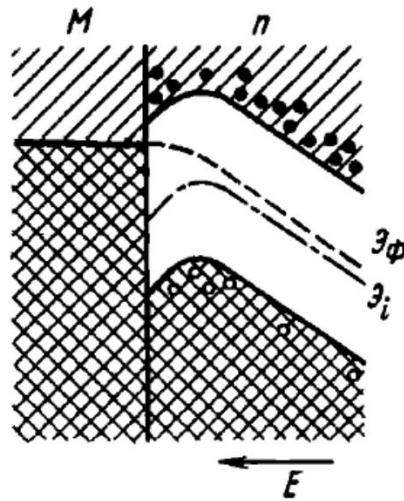


Рисунок 1.3 – Накопичення неосновних носіїв заряду (дірок) поблизу омічного переходу між металом і напівпровідником при наявності зовнішнього електричного поля [2]

Для виключення ефекту накопичення неосновних носіїв заряду в напівпровіднику близько контакту можна провести додаткове легування приконтантної області напівпровідника. Потенціальний бар'єр при цьому залишається, але його товщина буде дуже малою через сильне легування приконтантної області напівпровідника. Мала товщина потенціального бар'єру забезпечить можливість тунелювання неосновних носіїв заряду в метал з потенціальними ямами в напівпровіднику.

Розглянемо розподіл електричного поля та потенціалу в бар'єрі Шотткі, та його вольт-амперну характеристику.

Незалежно від полярності напруги для бар'єрних структур все зовнішнє поле буде прикладене до області просторового заряду, так як в цій області концентрація вільних носіїв значно менша, ніж в інших областях бар'єру Шотткі. Отримуємо наступні співвідношення розподілу електричного поля та потенціалу в бар'єрі Шотткі:

$$E(x) = -\frac{qN_D^+}{\epsilon\epsilon_0}(W-x) \quad (1.2)$$

$$\Psi(x) = - qN_D^+ \frac{(W-x)^2}{2\epsilon\epsilon_0} \quad (1.3)$$

Зі співвідношення (1.2) слідує, що електричне поле максимальне на границі напівпровідник – метал ($x = 0$), лінійно падає по області просторового заряду і рівне нулю на границі ОПЗ – квазінейтральний об'єм напівпровідника ($x = W$).

На рис. 1.4 та 1.5 зображено розподіл електричного поля та потенціалу в ОПЗ відповідно.

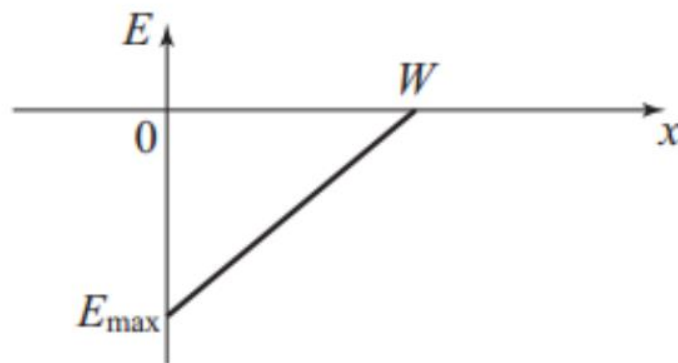


Рисунок 1.4 – Розподіл електричного поля в ОПЗ [3]

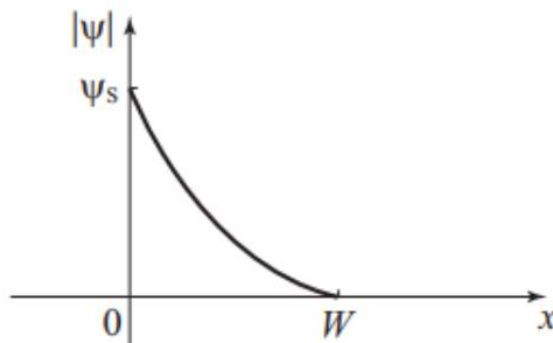


Рисунок 1.5 – Розподіл потенціалу в ОПЗ [3]

Вольт-амперна характеристика бар'єру Шотткі має яскраво виражений несиметричний вид. В області прямого зміщення струм експоненціально

сильно росте з ростом прикладеної напруги. В області зворотніх зміщень струм від напруги не залежить. В обох випадках, при прямому і зворотньому зміщеннях, струм в бар'єрі Шотткі зумовлений основними носіями – електронами. По цій причині діоди на основі бар'єра Шотткі являються швидкодіючими пристроями, так як в них відсутні рекомбінаційні і дифузійні процеси. Несиметричність вольтамперної характеристики бар'єру Шотткі – типова для бар'єрних структур. Залежність струму від напруги в таких структурах зумовлена зміною кількості носіїв, що приймають участь в процесах переносу заряду. Роль зовнішньої напруги полягає в зміні кількості електронів, що переходять з однієї частини бар'єрної структури в іншу. На рис. 1.6 зображена вольт-амперна характеристика бар'єру Шотткі.

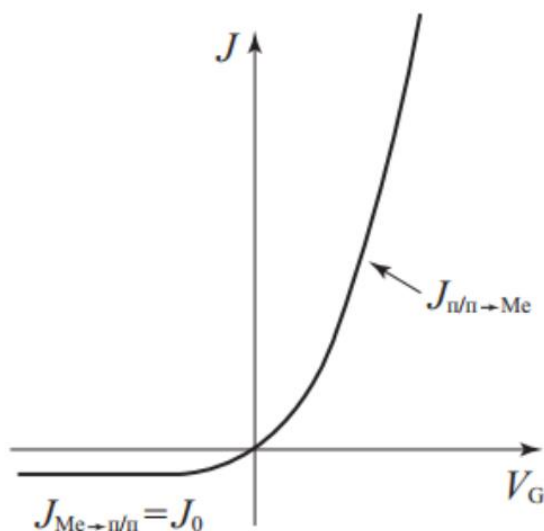


Рисунок 1.6 – Вольт-амперна характеристика бар'єру Шотткі [3]

1.1.1 Діод Шотткі

Діод Шотткі – це напівпровідниковий діод, випрямні властивості якого засновані на взаємодії металу і збідненого шару напівпровідника. Для створення діодів Шотткі використовується перехід металнапівпровідник. Робота цих діодів заснована на переносі основних носіїв і характеризується високою швидкодією. Так як в них відсутнє характерне для p-n переходів

накопичення неосновних носіїв заряду, діоди Шотткі використовують в якості елементів інтегральних мікросхем, а також в якості дискретних пристроїв. Малопотужні діоди Шотткі виготовляються на основі кремнію і арсеніду галія типу і призначаються для перетворення сигналу НВЧ-діапазону (випрямлення, зміщення частот, модуляція) і для імпульсних пристроїв. Силові (потужні) діоди Шотткі для силової напівпровідникової електроніки виготовляються на основі кремнію n-типу, мають робочі струми до декількох сотень ампер, виключно високу швидкодію (в порівнянні з діодами на основі p-n переходів), але низькі робочі напруги, що не перевищують декількох вольт. Також діоди Шотткі використовують в якості світловипромінюючих пристроїв і в спіноелектроніці.

Розглянемо вольт-фарадну характеристику ідеального діода Шотткі, зображену на рис. 1.7.

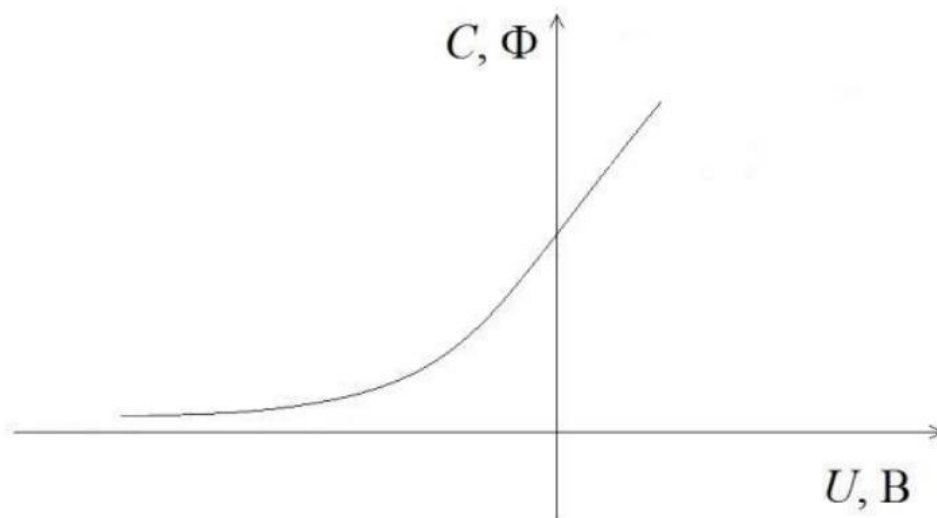


Рисунок 1.7 – Вольт-фарадна характеристика ідеального діода Шотткі [5]

При розгляді вольт-фарадних (C-V) характеристик діод Шотткі приймається за плоский конденсатор, обкладки якого утворюють металічний контакт і електронейтральний об'єм напівпровідника, а діелектрик – збіднений шар. Ємність такого шару по формулі для плоского конденсатора рівна:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d_{\text{ОПЗ}}} \quad (1.4)$$

де S – площа контакту, а $d_{\text{ОПЗ}}$ – товщина збідненого шару.

При додатній полярності напруги товщина збідненої області зменшується, при цьому ємність діода збільшується. При напрузі, близькій до висоти потенціального бар'єру відбувається різке збільшення струму, а збіднена область практично зникає. Це супроводжується різким зменшенням ємності діода до значення $\frac{\varepsilon_d \varepsilon_0 S}{L_D}$, (L_D - Дебаєвська довжина), так як при відсутності потенціального бар'єру не відбувається накопичення зарядів. При зворотному зміщенні діода Шотткі ширина ОПЗ збільшується, в результаті чого ємність зменшується. Зменшення ємності відбувається аж до досягнення напруги пробною діода [2-8].

1.2 Структура напівпровідник-напівпровідник

1.2.1 Електронно-дірковий P-N перехід

При приведенні в контакт двох напівпровідників, один з яких легований донорною домішкою (n-область), а інший – акцепторною домішкою (p-область), деякі електрони дифундують в p-область, в якій частина електронів рекомбінує з дірками, і в n-області межі розділу залишаються позитивні іони донорної домішки.

Аналогічно деякі дірки з p-області дифундують у n-область, в якій вже частина дірок рекомбінує з електронами, і в p-області на межі розділу залишаються нерухомі негативні іони акцепторної домішки. Таким чином, поблизу меж двох напівпровідників утворюється область просторового заряду (ОПЗ), усередині якої існує електричне поле ($E_{\text{ОПЗ}}$), яке перешкоджає подальшому переміщенню електронів у p-область та дірок у n-область.

Як правило, одна з областей легується набагато сильніше за іншу (набагато більша концентрація домішки). При прямому зміщенні (напрузі) до

p-області прикладається позитивний потенціал, до n-області негативний потенціал, це призводить до зменшення $E_{опз}$ і збільшення струму основних носіїв заряду, наприклад, дірок, якщо набагато сильніше легована p-область. Це відповідає прямій гілці вольт-амперної характеристики p-n переходу, що описується виразом

$$J = J_s \cdot \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) \quad (1.5)$$

де J_s - струм насичення (при зворотному включенні p-n переходу цей струм дорівнює зворотному струму); U - прикладена напруга; $\frac{q}{kT} = 40 \text{ В}^{-1}$ при кімнатній температурі. При зворотному зміщенні p-області прикладається негативний потенціал, до n-області позитивний потенціал. Напруженість внутрішнього поля $E_{опз}$ збільшується, а струм основних носіїв заряду зменшується. Це відповідає зворотній гілці вольт-амперної характеристики.

Випрямні властивостями має лише p-n перехід і контакт напівпровідника з іншими металами. p-n перехід являє собою межу, що відокремлює один від одного області з дірковою та електронною провідністю у домішковому напівпровіднику. Перехід має бути безперервним. У ланцюзі зі змінним електричним полем p-n перехід працює як випрямляч.

1.2.2 Гетероструктури

Гетероперехід – це контакт двох різних за хімічним складом напівпровідників (монокристалічних або аморфних), при чому кристалічна решітка одного матеріалу без порушення періодичності переходить в решітку іншого матеріалу. Для практичних застосувань найчастіше використовуються гетеропереходи, утворені монокристалами.

Розрізняють ізотипні і анізотипні гетеропереходи. Ізотипний гетероперехід створюється двома напівпровідниками одного типу провідності, на відміну від анізотипного, котрий утворюється напівпровідниками з різним видом провідності.

Розподіл електричного поля і потенціалу в області просторового заряду гетеропереходу зображений на рис. 1.8.

При утворенні гетеропереходу, внаслідок різних робіт виходу електронів з різних напівпровідників, відбувається перерозподіл носіїв заряду в приконтактній області і вирівнювання рівнів Фермі в результаті встановлення термодинамічної рівноваги. Всі інші енергетичні рівні і зони повинні відповідно зігнутися, тобто в гетеропереході виникає дифузійне електричне поле і контактна різниця потенціалів.

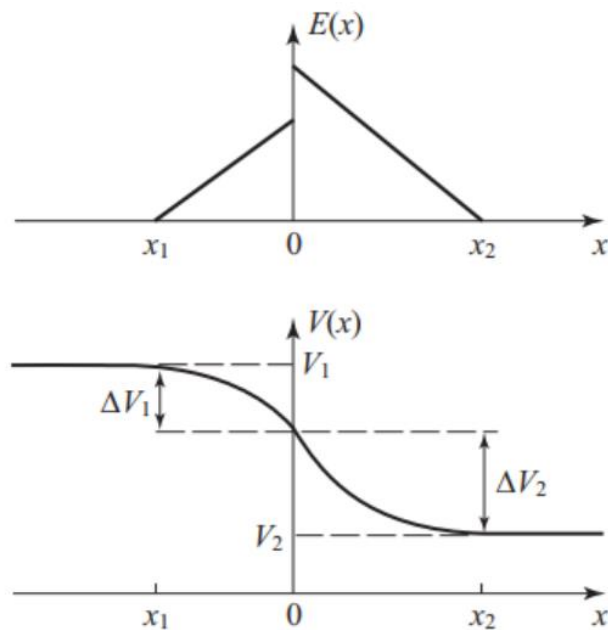


Рисунок 1.8 – Розподіл електричного поля і потенціалу в області просторового заряду гетеропереходу n-Ge – p-Ga-As [9]

Ширина забороненої зони різних напівпровідників відрізняється. Тому на межі поділу двох напівпровідників (на металургійному контакті гетеропереходу) зазвичай виникає розрив дна зони провідності. Розрив дна зони провідності визначається відмінністю енергій спорідненості до електрона двох контактуючих напівпровідників.

Розрив стелі валентної зони залежить як від різниці енергій спорідненості до електрона, так і від відмінності ширини заборонених зон контактуючих напівпровідників.

В результаті розриву дна провідності і стелі валентної зони висота потенціальних бар'єрів для електронів і дірок в гетеропереході виявляється різною. Це являється особливістю гетеропереходів на відміну від p-n переходів, які формуються в монокристалі одного напівпровідника.

Кожен з напівпровідників, що утворюють гетероперехід, може мати різний тип електропровідності. Тому для кожної пари напівпровідників в принципі можна здійснити чотири різновиди гетероструктур: $p_1 - n_2$; $n_1 - n_2$; $n_1 - p_2$ і $p_1 - p_2$.

Якщо поблизу межі поділу двох напівпровідників, що утворюють гетероперехід, виникають збідненні основними носіями шари (шари з підвищеним питомим опором), то основна частина зовнішньої напруги, прикладеної до структури з гетеропереходу, буде падати на збіднених шарах. Висота потенціального бар'єру для основних носіїв заряду буде змінюватися: зменшуватися при полярності зовнішньої напруги, протилежної полярності контактної різниці потенціалів, і збільшуватися при збігу полярностей зовнішньої напруги і контактної різниці потенціалів. Таким чином, гетеропереходи можуть володіти ефектом випрямлення (рис.1.9).

Внаслідок відмінності по висоті потенціальних бар'єрів для електронів і для дірок прямий струм через гетероперехід пов'язаний в основному з рухом носіїв заряду тільки одного знаку. Тому гетеропереходи можуть бути як інжектуючими неосновні носії (рис. 1.9, а), так і неінжектуючими (рис. 1.9, б).

Інжекція неосновних носіїв заряду відбувається завжди з широкозонного у вузькозонний напівпровідник. В гетеропереходах, утворених напівпровідниками з одним типом електропровідності, випрямлення відбувається без інжекції неосновних носіїв заряду.

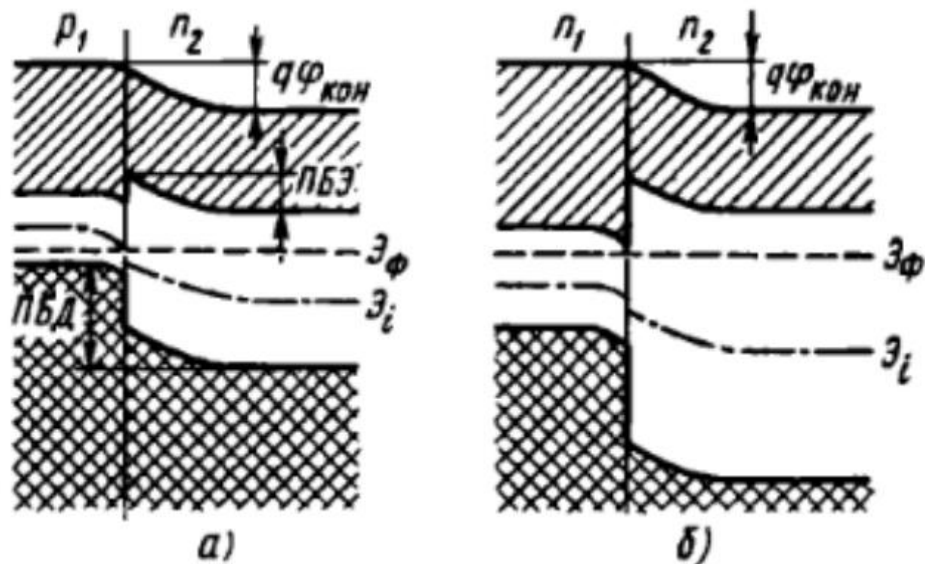


Рисунок 1.9 – Енергетичні діаграми гетеропереходів:
 а – випрямляючий гетероперехід між напівпровідниками з електропровідністю р- і n- типу з переважною інжекцією електронів у вузькозонний напівпровідник; б – випрямляючий гетероперехід між напівпровідниками з електропровідністю n-типу без інжекції неосновних носіїв заряду [2]

При дослідженні гетеропереходів надзвичайно важливою є вольт-фарадна характеристика, яка зображена на рисунку 1.10 для частоти 15кГц, 200кГц та 2МГц.

Існує три моделі гетеропереходу:

- ідеальний гетероперехід;
- неідеальний гетероперехід;
- гетероперехід з проміжним шаром.

В ідеальному гетеропереході, на відміну від неідеального, на межі поділу матеріалів відсутні локальні енергетичні стани для електронів. Гетероперехід з проміжним шаром формується через шар кінцевої товщини і локальні енергетичні стани можуть існувати як в самому проміжному шарі, так і на границях його поділу.

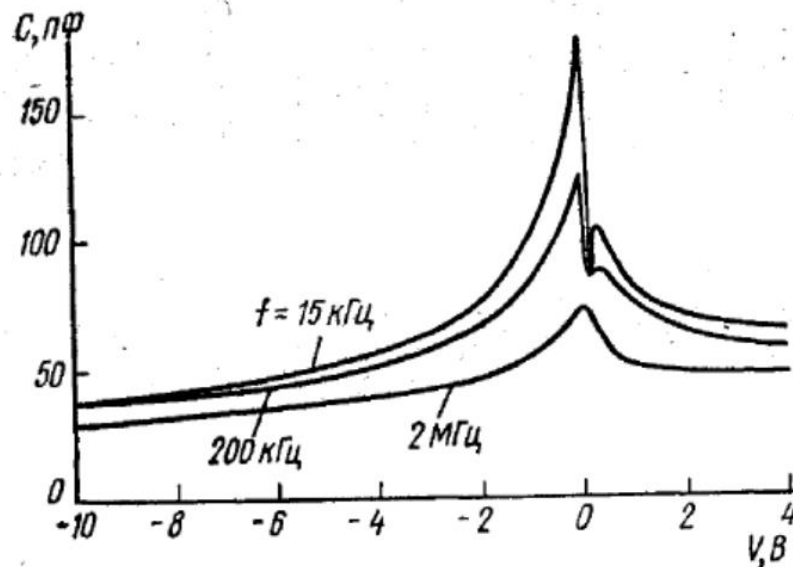


Рисунок 1.10 – Залежність ємності гетеропереходу (n)Ge – (n)Si від прикладеної напруги на різних частотах [10]

Зазвичай напівпровідники різного хімічного складу відрізняються один від одного роботою виходу електронів, шириною забороненої зони, шириною дозволених зон та іншими параметрами. Однак, для формування якісного гетеропереходу необхідно мати співпадання типу, орієнтації і періоду кристалічних решіток контактуючих напівпровідників, щоб кристалічна решітка одного напівпровідника з мінімальною кількістю порушень переходила в кристалічну структуру іншого напівпровідника. В ідеальному гетеропереході не повинно бути механічних напруг, структурних та інших дефектів, які можуть створити умови для інтенсивної рекомбінації і генерації носіїв заряду – рекомбінаційні пастки. При наявності в гетеропереході великої кількості рекомбінаційних пасток механізм проходження струму через такий реальний гетероперехід може суттєво відрізнятись від механізму проходження струму через ідеальний гетероперехід. Такий гетероперехід може і не мати ефекту випрямлення.

Гетероструктури – напівпровідникові структури з декількома гетеропереходами. Найбільш важливе застосування гетероструктури

отримали в оптоелектронних пристроях – лазерах, світлодіодах, і т.д. Також вони застосовуються для створення приймачів оптичного випромінювання – фотодіодів, лавинних фотодіодів, фототранзисторів, фототиристорів, перетворювачів ПЧ-випромінювання в оптичне. Найбільшу швидкодію і чутливість мають гетероструктури типу n^+-n^0-P або p^+-p^0-N (+ означає сильно легування, о – слабке), що освітлюються через широкозонну область. Такі пристрої мають швидкодію $\sim 10^{-10} - 10^{-11}$ с і квантову ефективність близьку до 100%. Змінюючи склад гетероструктури, можна в широких межах змінювати діапазон спектральної чутливості фотоприймачів.

Гетероструктури з прямозонними широкозонними напівпровідниками дозволяють створювати швидкодійні діоди, транзистори і тиристори, що працюють при кімнатних температурах. Однак розглянуті області застосування гетероструктур не являються вичерпними. Їх унікальні властивості інтенсивно досліджуються, на основі результатів цих робіт створюються електронні пристрої з новими властивостями і їх суттєво покращеними характеристиками і параметрами.

1.3 Структура метал-діелектрик-напівпровідник

Багатошарові структури метал-діелектрик-напівпровідник (МДН структури) пов'язані з розвитком планарної технології і лежать в основі напівпровідникових пристроїв, в яких використовується ефект поля: пристроїв з зарядовим зв'язком, польових транзисторів з ізольованим затвором і т.д. МДН-структури широко використовуються для дослідження фізичних процесів на межі поділу діелектрика з напівпровідниками.

Найпростіша МДН-структура представляє собою багатошарову структуру, що містить монокристалічну пластину напівпровідника з омичним контактом, на вільну планарну поверхню якої нанесений шар діелектрика, покритий металічним електродом (рис. 1.11).

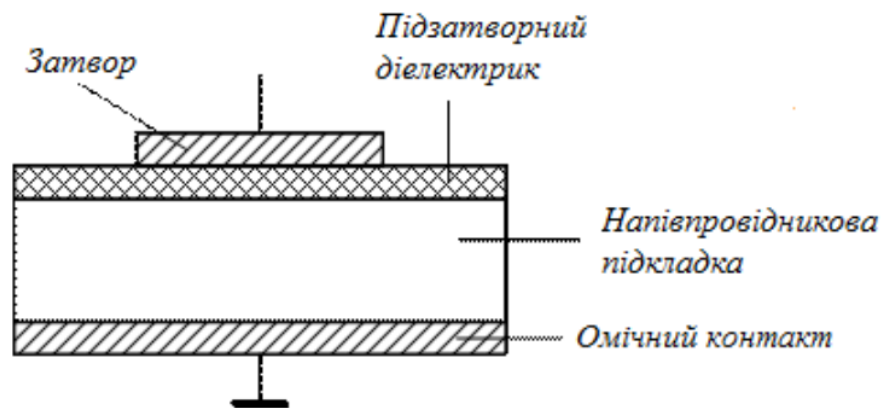


Рисунок 1.11 – Структура метал-діелектрик-напівпровідник [16]

Найчастіше в якості напівпровідника в МДН-структурах використовують кремній, а роль діелектрика виконує діоксид кремнію (SiO_2), тому для МДН-структур вживається також назва МОН-структури (метал-оксид напівпровідник). Товщина підзатворного шару діелектрика може варіюватись в діапазоні від 15-20 до $1-2 \cdot 10^3 \text{ \AA}$, а лінійні розміри МДН-структур вздовж поверхні підкладки складають величини від декількох мікрон до декількох міліметрів та більше.

Найпростіша МДН-структура являється МДН-конденсатором, ємність якого залежить від напруги між електродами. Напруга, прикладена до МДН-структури вважається позитивною, якщо на затвор подано позитивний потенціал відносно омичного контакту до підкладки, і негативним, якщо на затвор відносно омичного контакту до підкладки подано негативний потенціал.

При аналізі МДН-структур широко використовують модель ідеальної МДН-структури, для якої характерні наступні припущення:

1) термодинамічні роботи виходу електронів з металу і напівпровідника однакові, тому при відсутності зовнішнього електричного поля енергетичні зони напівпровідника не вигнуті (стан плоских зон);

2) поверхневі стани на межі поділу напівпровідник-діелектрик, а також заряджені частинки в шарі діелектрика відсутні, тому при дії будь-яких зовнішніх електричних полів виникають тільки заряд в підкладці і рівний йому по величині заряд протилежного знаку на затворі;

3) при дії постійної зовнішньої напруги будь-якої величини відсутній перенос носіїв заряду через шар діелектрика, тобто опір діелектрика постійному струму нескінченно великий.

МДН-структури, близькі до ідеальних, отримують, використовуючи “хлорну” технологію термічного вирощування двоокису кремнію на кремнії, причому для кремнію n-типу в якості матеріалу затвора використовують алюміній, а для кремнію р-типу використовують золото. МДН-структури, для яких не виконується хоча б одне з вище перелічених допущень, називаються реальними МДН-структурами. Зонні енергетичні діаграми ідеальної МДН-структури в рівноважних умовах представлені на рис. 1.12.

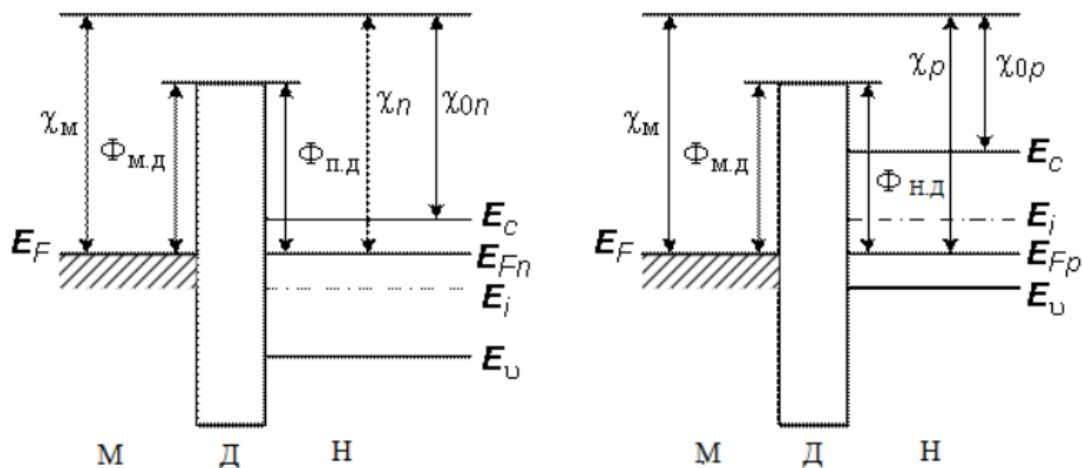


Рисунок 1.12 – Зонні енергетичні діаграми ідеальної МДН-структури в рівноважних умовах [16]

При подачі на МДН-структуру зовнішньої напруги під затвором виникає електричне поле. Так як в ідеальному діелектрику відсутні незв’язані заряди, електричне поле в ньому не екранується, а проникає в приповерхневий шар

підкладки, де викликає зміну концентрації носіїв заряду. В залежності від полярності і величини прикладеної напруги, приповерхневий шар підкладки виявляється або в режимі збагачення, збіднення, або інверсії.

Якщо на МДН-структуру подано позитивну напругу, напруженість електричного поля направлена від затвору до підкладки. В напівпровіднику типу, таке поле притягує вільні електрони з об'єму напівпровідника до межі поділу напівпровідник-діелектрик. В результаті в приграничній області напівпровідника виникає об'ємний негативний заряд, який внаслідок дифузійного вирівнювання концентрації електронів розташовується в шарі кінцевої товщини, що називається областю просторового заряду (ОПЗ). Так як концентрація основних носіїв заряду (електронів) в ОПЗ більша, ніж в об'ємі кристалу, то ОПЗ являється збагаченим шаром, а МДН-структура знаходиться в режимі збагачення.

Електричне поле зменшує величину потенціальної енергії електронів в ОПЗ, в порівнянні з енергією електронів в об'ємі напівпровідника, тому краї енергетичних зон в ОПЗ вигнуті вниз, тобто на межі поділу напівпровідника і діелектрика для електронів утворюється потенціальна яма (рис. 1.13). В шарі діелектрика через відсутність об'ємного заряду напруженість електричного залишається сталою, тому енергія електронів при переході від затвору до напівпровідника збільшується по лінійному закону.

При подачі на МДН-структуру від'ємної напруги напруженість електричного поля направлена від підкладки до затвору. Якщо в якості підкладки використовується напівпровідник n-типу, то електричне поле відштовхує електрони від межі поділу напівпровідник-діелектрик в глиб об'єму напівпровідника. Коли прикладена від'ємна напруга невелика, в приграничній області напівпровідника виникає об'ємний позитивний заряд, утворений некомпенсованими іонами донорної домішки. Так як концентрація основних носіїв заряду (електронів) в ОПЗ менша, ніж в об'ємі кристалу, то ОПЗ являється збідненим шаром, а МДН-структура знаходиться в режимі збіднення. Електричне поле викликає збільшення потенціальної енергії

електронів в ОПЗ, в порівнянні з енергією електронів в об'ємі напівпровідника, тому краї енергетичних зон в ОПЗ вигнуті вгору, тобто у межі поділу напівпровідника і діелектрика для електронів утворюється потенціальний бар'єр (рис. 1.13, б).

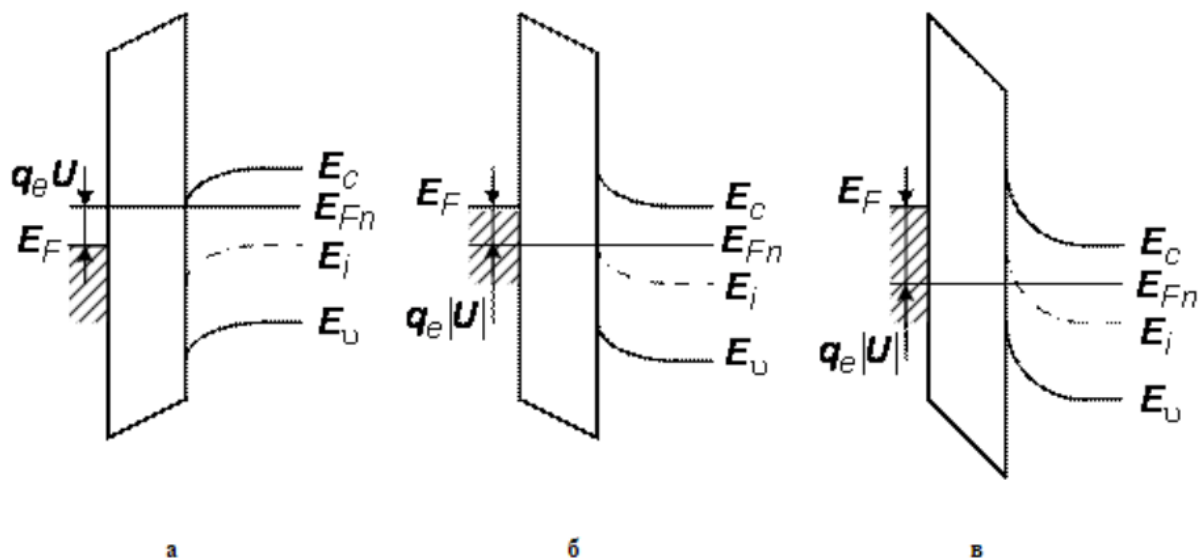


Рисунок 1.13 – Зонні енергетичні діаграми МДН-структур з напівпровідником n-типу в режимі збагачення (а), збіднення (б) і інверсії (в) [16]

В шарі діелектрика енергія електронів при переході від затвору до напівпровідника зменшується по лінійному закону.

При великих від'ємних напругах енергетичні зони викривляються вгору настільки сильно, що поблизу границі напівпровідника і діелектрика рівень Фермі перетинає середину забороненої зони. В цьому випадку дірки витісняються з об'єму напівпровідника до межі поділу з діелектриком, утворюючи приграничний заряджений шар, в якому дірки стають основними, а електрони – неосновними носіями заряду. Через інверсію електропровідності даний шар називається інверсним. При утворенні інверсного шару МДН-структура знаходиться в режимі інверсії. При цьому в ОПЗ напівпровідника існує два шари: інверсний і збіднений (рис. 1.13, в).

1.3.1 Ємність МДН-структур та МДН варікапи

Ємність МДН-структури, або ємність затвору, представляє собою послідовне з'єднання ємності діелектрика C_d і приповерхневої ємності напівпровідника C_s . Графік реальної залежності ємності затвору від напруги на затворі показаний на рис. 1.14 так звана вольтфарадна характеристика МДН-структури.

Якщо $U_3 > 0$ і напівпровідникова підкладка має електронний тип провідності, то поблизу поверхні напівпровідника накопичуються електрони. Приповерхневий шар напівпровідника при цьому можна розглядати як металічну пластину, а питому ємність затвора вважати рівною ємності діелектрика:

$$C_3 = C_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d}{a} \quad (1.6)$$

При переході МДН – структури в режим збіднення ($U_3 < 0$) утворюється ОПЗ і починає даватись вплив приповерхневої ємності, значення якої залежить від напруги на затворі.

При перевищенні U_3 значення порогової напруги в МДН-структурі відбувається інверсія провідності приповерхневого шару: поверхнева концентрація дірок в інверсному шарі росте експоненціально з напругою, а поверхневий потенціал збільшується пропорційно квадрату товщини збідненої області l_0 . Після того як значення l_0 досягає максимальної величини, подальший приріст негативного заряду на затворі буде компенсуватися зростанням концентрації дірок в каналі. Поява надлишкових дірок забезпечується достатньо повільною генерацією електронно-діркових пар в ОПЗ. Тому, якщо до постійної напруги U_3 додається мала змінна напруга dU_3 з високою частотою, концентрація дірок в каналі не встигає змінюватися з частотою змінної напруги і ємність МДН-структури залишається сталою (рис. 1.14, крива 1).

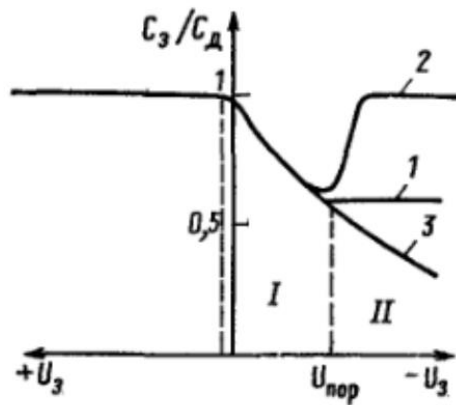


Рисунок 1.14 – Вольт-фарадна характеристика МДН-структури в режимі збіднення і інверсії [4]

Якщо ж частота зміни U_3 низька, то концентрація дірок змінюється, і ємність затвору приближається до ємності діелектрика (рис. 1.14, крива 2).

При подачі імпульсу напруги на затвор, його ємність і загальна ємність МДН-структури буде зменшуватися (рис. 1.14, крива 3).

На рис. 1.15 зображена вольт-фарадна характеристика МДН-структури з підкладкою р- і n-типу.

МДН варікапи характеризуються високими значеннями вхідного опору, добротності, коефіцієнта перекриття по ємності і працюють при будь-якій полярності напруги. Для досягнення значних величин перекриття по ємності і крутизни вольт-ємнісної характеристики в МДН пристроях необхідно використовувати діелектричні матеріали з високими значеннями діелектричної проникності, до яких зокрема відносяться оксид кремнію і оксиди рідкоземельних елементів. Підзатворний діелектрик МДН структури повинний задовольняти наступним вимогам:

- а) бути термодинамічно стійким в контакті з напівпровідником;
- б) дифузія кисню не повинна призводити до утворення шару змінного складу, або у випадку наявності цього шару, його товщина не повинна бути меншою ніж товщина SiO_2 ;

в) оксиди повинні формувати поверхню поділу з Si високої якості, з невеликою кількістю поверхневих станів і дефектів в межах ширини забороненої зони.

В якості діелектричної плівки у варікапах можуть використовуватись: $\text{DyO}_2\text{-Gd}_2\text{O}_3$, Sm_2O_3 , Ce_2O_3 , Yb_2O_3 , SiO_2 , тощо. Оксиди рідкоземельних елементів у МДН структурах, як правило, характеризуються високою стабільністю діелектричних і електричних властивостей, високою діелектричною проникністю (8-28), хімічною стійкістю, а також великою шириною забороненої зони.

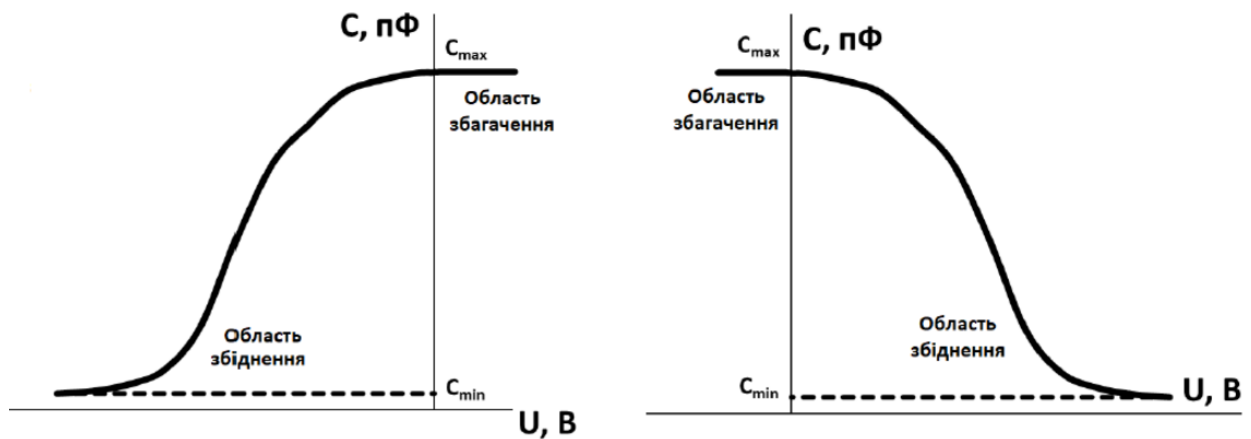


Рисунок 1.15 – Вольт-фарадні характеристики для напівпровідника р типу (а) та n-типу (б) [16]

МДН варікапи з двошаровою діелектричною плівкою $\text{DyO}_2 - \text{Gd}_2\text{O}_3$ характеризуються коефіцієнтом перекриття по ємності $K = 8-12$, і щільністю поверхневих станів $5,6 * 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Температура підкладки зразків становила $500-520 \text{ }^\circ\text{C}$, а частота тестового сигналу – 1 МГц.

Експериментальні криві були зміщені відносно ідеальних в сторону від'ємних напруг, що означає наявність вбудованого позитивного заряду на межі поділу н/п – діелектрик. Наявність цього заряду характерна для термічно вирощених окисних плівок [17].

Для МДН варікапів з діелектричною плівкою Sm_2O_3 коефіцієнт покриття по ємності становив 4-6, а щільність поверхневих станів - $3,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Плівки наносилися при температурі підкладки $500-550 \text{ }^\circ\text{C}$, частота тестового сигналу для вимірювань становила 1 МГц. Вольт-фарадні залежності даного зразку мають типовий високочастотний вид і практично не проявляють гістерезисних явищ. Область керуючих напруг, що відповідає зміні ємності МДН структури, лежить в межах від -2 до +3 В. Експериментальні ВФХ трохи зміщені в сторону додатних значень напруги відносно теоретичної ВФХ ідеальної МДН-структури, що свідчить про наявність незначного негативного заряду в діелектрику. Залежності тангенса кута діелектричних втрат і провідності від напруги мають максимум при напрузі плоских зон і тенденцію до насичення в області напруг, відповідних інверсії на поверхні напівпровідника [18].

МДН варікапи з плівкою CeO_2 характеризувались щільністю поверхневих станів від $1,58 \cdot 10^{11}$ до $2,02 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ в залежності від температури підкладки зразків, що варіювалась від 175 до $200 \text{ }^\circ\text{C}$. Частота тестового сигналу становила 1,2 МГц. Дослідження особливостей протікання електронних процесів на поверхні напівпровідника в МДН-структурах проводилися методом високочастотних C-V характеристик, а визначення електрофізичних параметрів системи відбувалось по експериментальним даним C-V характеристик [19].

Для МДН варікапів з діелектричною плівкою Yb_2O_3 коефіцієнт покриття ємності становив 2,5 – 3, а щільність поверхневих станів – $(1-2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Температура підкладки зразків становила $500 - 550 \text{ }^\circ\text{C}$, а частота тестового сигналу – 1 МГц. Вольт-фарадні характеристики даних структур мали типовий високочастотний вид і не проявляли гістерезисних явищ. Область управляючих напруг, що відповідає зміні ємності МДН систем лежить в межах від -3 до +2 В. Експериментальні характеристики мали незначне зміщення в сторону від'ємних значень напруги відносно теоретично розрахованих C-V залежностей ідеальних МДН структур [20].

2 ОСНОВНІ МАГНІТОКІНЕТИЧНІ ЕФЕКТИ В НАПІВПРОВІДНИКАХ

Процеси, пов'язані з переміщенням носіїв струму в кристалі під дією зовнішніх сил (градієнта температури, електричного поля, магнітного поля і т.д.), електропровідність, теплопровідність, термоелектричні, гальваномагнітні та термомагнітні ефекти називаються явищами перенесення чи кінетичними ефектами.

Усі кінетичні ефекти у напівпровідниках поділяються на термоелектричні, гальваномагнітні та фотоелектричні.

До термоелектричних відносяться ефекти Зеєбека, Пельтьє та Томсона, вони мають місце у провіднику, коли на нього діють лише зовнішнє електричне поле та градієнт температури.

Гальваномагнітні (термомагнітні) явища виникають у провіднику, розміщеному в магнітному полі, коли вздовж провідника тече електричний (тепловий) струм, причому залежно від відносної орієнтації магнітного поля H і струму (теплого або електричного) гальвано- та термомагнітні ефекти також поділяються на групи:

1) поздовжні ефекти в поздовжньому магнітному полі, тобто ефекти, що виникають у напрямку струму, коли магнітне поле паралельно струму;

2) поздовжні ефекти в поперечному магнітному полі, тобто ефекти, що виникають у напрямку струму, коли магнітне поле перпендикулярно цьому напрямку;

3) поперечні ефекти в поперечному магнітному полі, тобто ефекти, що виникають у напрямку, перпендикулярному до площини струму і магнітного поля.

Особливу групу ефектів становлять явища, які у напівпровідниках під впливом електромагнітного випромінювання. До них відносяться фотоелектричні ефекти (фотоелементи), зовнішні та внутрішні.

2.1 Ефект Холла

Ефект Холла полягає у виникненні ЕРС Холла на гранях напівпровідникового бруска зі струмом, поміщеним у магнітне поле. Величина ЕРС Холла визначається векторним добутком струму I та магнітної індукції B . Знак ЕРС Холла легко визначити за правилом лівої руки. Відігнувши убік великий палець, знайдемо напрямок зміщення основних носіїв заряду для даного типу напівпровідника. Розраховується ЕРС Холла так:

$$U_x = R_x \left(\frac{IB}{b} \right) \quad (2.1)$$

де R_x - постійна Холла, $R = -\frac{A}{nq}$ - для n-напівпровідника, $R = \frac{B}{pq}$ - для p-напівпровідника (n і p концентрації електронів і дірок); A та B - коефіцієнти, значення яких від 0.5 до 2.0 для різних зразків. У сильних полях або вироджених напівпровідників $A = B = 1.0$. Для монокристалічних зразків із досконалою структурою $A = B = \frac{3\pi}{8}$.

2.2 Термомагнітні явища

Термомагнітні явища – це група явищ, зв'язаних з впливом магнітного поля на електричні та теплові властивості провідників та напівпровідників, в яких існує градієнт температури. Термомагнітні явища, як і гальваномагнітні, обумовлені впливом магнітного поля на рухомі частинки, які несуть електричний заряд (електрони у провідниках, електрони та дірки у напівпровідниках). Магнітне поле викривляє траєкторію рухомих зарядів, і, частково, відхиляє електричний струм, що протікає, і зв'язаний з переносом частинок потік теплоти від початкового напрямку. У результаті з'являються складники електричного струму та теплового потоку у напрямку, перпендикулярному магнітному полю, та спостерігаються інші явища.

Термомагнітні явища можна класифікувати, розглядаючи розміщення векторів: напруженості магнітного поля H , температурного градієнту ∇T у провіднику, густини W теплового потоку та вектору N , паралельного до напрямку, в якому вимірюється явище. Термомагнітні явища, які вимірюються у напрямку, перпендикулярному чи паралельному первинному температурному градієнту, називаються поперечними та поздовжніми. Характерним прикладом термомагнітних явищ може служити виникнення у провіднику (металі) або напівпровіднику електричного поля E , якщо в тілі є градієнт температури та в перпендикулярному до нього напрямку накладається магнітне поле H (ефект Нернста – Еттінгсгаузена). Виникає поле E , що має як поздовжню, так і поперечну складову. До термомагнітних явищ також відноситься ефект Риги – Ледюка та ряд інших явищ.

2.2.1 Поперечний ефект Нернста – Еттінгсгаузена

Ефект Нернста – Еттінгсгаузена, або поперечний ефект Нернста – Еттінгсгаузена – термомагнітний ефект, що спостерігається при розміщенні напівпровідника, у якому є градієнт температури, в магнітне поле. Даний ефект був відкритий у 1886 році В. Нернстом та А. Еттінгсгаузенем. У 1948 році ефект у металах отримав своє теоретичне обґрунтування у роботі Зондхаймера. Суть ефекту полягає в тому, що у напівпровіднику з'являється електричне поле E , перпендикулярне до вектору градієнта температур ∇T та вектору магнітної індукції B , тобто в напрямку вектора $[\nabla T, B]$. Якщо градієнт температури напрямлений вздовж осі X , а магнітна індукція – вздовж Z , то електричне поле паралельно вздовж осі Y . Величину напруженості електричного поля E_y можна виразити формулою:

$$E_y = \frac{u}{d} = q_{\perp} B_z \frac{dT}{dx} \quad (2.2)$$

де q_{\perp} - це так звана стала Нернста – Еттінгсгаузена яка залежить від властивостей напівпровідника та може приймати як додатні, так і від'ємні значення. Наприклад, у германії з питомим опором ~ 1 Ом/см при кімнатній

температурі, при $B \sim 10^3$ Гс та $\frac{dT}{dx} \sim 10^2$ К/см спостерігається електричне поле $E_y \sim 10^{-2}$ В/см. Значення постійної q_{\perp} , а отже і E_y , сильно залежить від температури зразка і від магнітного поля і при зміні цих величин можуть навіть змінювати знак.

Поперечний ефект Нернста – Еттінгсгаузена виникає з тієї ж причини, що й ефект Холла, тобто внаслідок відхилення потоку заряджених частинок силою Лоренца. Відмінність, однак, полягає в тому, що при ефекті Холла напрямлений потік часток виникає в результаті їхнього дрейфу в електричному полі, а в даному випадку – в результаті дифузії.

Суттєвою відмінністю є також те що, на відміну від постійної Холла, знак q_{\perp} не залежить від знаку носіїв заряду. Дійсно, при дрейфі в електричному полі зміна знака заряду призводить до зміни напрямку дрейфу, що дає зміну знака поля Холла. В даному випадку потік дифузії завжди спрямований від нагрітого кінця зразка до холодного, незалежно від знака заряду частинок. Тому напрями сили Лоренца для позитивних і негативних частинок взаємно протилежні, проте напрям потоків електричного заряду в обох випадках один і той же.

2.2.2 Поздовжній ефект Нернста – Еттінгсгаузена

Поздовжній ефект Нернста – Еттінгсгаузена полягає у зміні термоерс металів і напівпровідників під впливом магнітного поля. При відсутності магнітного поля термоерс в електронному напівпровіднику визначається різницею компонент швидкостей швидких електронів (які рухаються з гарячого боку) і повільних електронів (які рухаються з холодного боку) вздовж градієнта температури. При наявності магнітного поля поздовжні (вздовж градієнта температури) та поперечні (поперек градієнта температури) компоненти швидкостей електронів змінюються залежно від кута повороту швидкості електронів у магнітному полі, що визначається часом вільного пробігу електронів τ у металі або напівпровіднику. Якщо час вільного пробігу

τ для повільних електронів чи дірок (у напівпровідниках) більше, ніж для швидких, то

$$\frac{v_{1x}(H)}{v_{1x}(0)} > \frac{v_{2x}(H)}{v_{2x}(0)} \quad (2.3)$$

де $v_{1x}(H)$, $v_{2x}(H)$ - поздовжні компоненти швидкостей повільних та швидких електронів за наявності магнітного поля, $v_{1x}(0)$, $v_{2x}(0)$ - поздовжні компоненти швидкостей повільних та швидких електронів при відсутності магнітного поля. Величина термо-ЕРС в магнітному полі, пропорційна різниці $v_{2x}(H) - v_{1x}(H)$ буде більше, ніж при відсутності магнітного поля при різниці $v_{2x}(0) - v_{1x}(0)$. І, навпаки, якщо час вільного пробігу τ для повільних електронів менше, ніж швидких, наявність магнітного поля зменшує термо-ЕРС.

В електронних напівпровідниках термо-ЕРС в магнітному полі збільшується, якщо час вільного пробігу τ зменшується зі збільшенням енергії електрона (при розсіюванні на акустичних фонах).

В електронних напівпровідниках термо-ЕРС в магнітному полі зменшується, якщо час вільного пробігу τ збільшується зі збільшенням енергії електрона (при розсіюванні на іонізованих атомах домішки).

2.3 Термоелектричні явища

Термоелектричні явища – сукупність фізичних явищ, обумовлених взаємозв'язком між тепловими та електричними процесами в металах та напівпровідниках.

До термоелектричних явищ відносяться:

- а) Ефект Зеєбека;
- б) Ефект Пельтьє;
- в) Ефект Томсона.

Певною мірою всі ці ефекти однакові, оскільки причина всіх термоелектричних явищ – порушення теплової рівноваги в потоці носіїв (тобто відмінність середньої енергії електронів у потоці від енергії Фермі).

Абсолютні значення всіх термоелектричних коефіцієнтів зростають із зменшенням концентрації носіїв; тому в напівпровідниках вони в десятки і сотні разів більші, ніж у металах і сплавах.

2.3.1 Ефект Зеєбека

Ефект Зеєбека – явище виникнення ЕРС в замкнутому електричному колі, що складається з послідовно з'єднаних різнорідних провідників, контакти між якими знаходяться при різних температурах. Ефект Зеєбека також іноді називають просто термоелектричним ефектом. Цей ефект було відкрито 1821 року Т. І. Зеєбеком. В 1822 році він опублікував результати своїх дослідів у статті «До питання про магнітну поляризацію деяких металів і руд, що виникає в умовах різниці температур», опублікованій в доповідях Пруської академії наук. Ефект Зеєбека полягає в тому, що в замкнутому колі, що складається з різнорідних провідників, виникає термо-ЕРС, якщо місця контактів підтримують за різних температур. Ланцюг, який складається лише з двох різних провідників, називається термоелементом або термопарою. Величина термо-ЕРС, що виникає в першому наближенні, залежить тільки від матеріалу провідників і температур гарячого (T_1) і холодного (T_2) контактів. У невеликому інтервалі температур термо-ЕРС можна вважати пропорційною різниці температур:

$$E = \alpha_{12}(T_2 - T_1) \quad (2.4)$$

де α_{12} - термоелектрична здатність пари (або коефіцієнт термо-ЕРС).

У найпростішому випадку коефіцієнт термо-ЕРС визначається лише матеріалами провідників, проте, строго кажучи, він залежить і від температури, і в деяких випадках із зміною температури α_{12} змінює знак.

Коректніший вираз для термо-ЕРС:

$$\mathcal{E} = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{12}(T) dT \quad (2.5)$$

Величина термо-ЕРС становить мілівольти при різниці температур в 100 К і температурі холодного спаю в 0°C (наприклад, пара мідь-константан дає 4,25 Мв, платина-платинородій - 0,643 Мв, ніхром-нікель – 4,1 Мв).

2.3.2 Ефект Пельтьє

Ефект Пельтьє – термоелектричне явище, при якому відбувається виділення чи поглинання тепла під час проходження електричного струму на місці контакту (спаю) двох різнорідних провідників. Величина тепла, що виділяється, і його знак залежать від виду контактуючих речовин, напряму і сили протікаючого електричного струму:

$$Q = P_{AB}It = (P_B - P_A)It \quad (2.6)$$

де: Q – кількість виділеного або поглиненого тепла; I – сила струму; t – час перебігу струму; P – коефіцієнт Пельтьє, який пов'язаний з коефіцієнтом термо-ЕРС α другим співвідношенням Томсона

$$P = \alpha T \quad (2.7)$$

де T - абсолютна температура в К.

Ефект відкритий Ж. Пельтьє в 1834 році, суть явища досліджував декількома роками пізніше – в 1838 році Ленц, який провів експеримент, в якому він помістив краплю води в поглиблення на стику двох стрижнів з вісмуту і сурми. При пропусканні електричного струму в одному напрямку крапля перетворювалася на лід, при зміні напрямку струму – лід танув, що дозволило встановити, що в залежності від напрямку струму, що протікає в експерименті, крім джоулевого тепла виділяється або поглинається додаткове тепло, яке отримало назву тепла Пельтьє. Ефект Пельтьє «зворотній» ефекту Зеєбека.

Ефект Пельтьє помітніший у напівпровідників, ця властивість використовується в елементах Пельтьє.

Причина виникнення явища Пельтьє ось у чому. На контактi двох речовин є контактна різниця потенціалів, що створює внутрішнє контактне поле. Якщо через контакт протікає електричний струм, то це поле сприятиме проходженню струму, або перешкоджатиме. Якщо струм йде проти контактного поля, то зовнішнє джерело має витратити додаткову енергію, яка виділяється в контактi, що призведе до його нагрівання. Якщо ж струм йде у напрямку контактного поля, він може підтримуватися цим полем, яку й здійснює роботу з переміщенням зарядів. Необхідна для цього енергія відбирається у речовини, що призводить до її охолодження у місці контакту.

2.3.3 Ефект Томсона

Ефект Томсона – одне з термоелектричних явищ, що полягає в тому, що в однорідному нерівномірно нагрітому провіднику з постійним струмом, додатково до теплоти, що виділяється відповідно до закону Джоуля-Ленца, в об'ємі провідника виділятиметься або поглинатиметься додаткова теплота Томсона в залежності від напрямку струму. Кількість теплоти Томсона пропорційно силі струму, часу та перепаду температур, залежить від напрямку струму.

Ефект відкритий В. Томсоном в 1856 році. Пояснення ефекту в першому наближенні полягає в наступному. В умовах, коли вздовж провідника, по якому протікає струм, існує градієнт температури, причому напрям струму відповідає руху електронів від гарячого кінця до холодного, при переході з більш гарячого перерізу в холодніше, електрони передають надмірну енергію навколишнім атомам (виділяється теплота), а при зворотному напрямі струму, проходячи з холоднішої ділянки в більш гарячу, поповнюють свою енергію за рахунок навколишніх атомів (теплота поглинається). У напівпровідниках важливим є те, що концентрація носіїв сильно залежить від температури. Якщо напівпровідник нагрітий нерівномірно, то концентрація носіїв заряду в ньому буде більшою там, де вища температура, тому градієнт температури

призводить до градієнта концентрації, внаслідок чого виникає дифузійний потік носіїв заряду. Це призводить до порушення електронейтральності. Поділ зарядів породжує електричне поле, що перешкоджає розподілу. Таким чином, якщо напівпровідник має градієнт температури, то в ньому міститься об'ємне електричне поле E' .

3 ЕКСПЕРИМЕНТИ ПО ДОСЛІДЖЕНЮ ВПЛИВУ ЗОВНІШНІХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ НА ВАХ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДІВ

3.1 Методика проведення експериментів

Методика проведення досліджень полягає в наступному.

1. Складання установки для вимірювання ВАХ діодів на постійному струмі у магнітному полі .
2. Проведення пробних експериментів на постійному струмі для широкого набору зразків з метою вибору найбільш чутливих до впливу магнітного поля та виявлення недоліків використовуваного обладнання, схем, режимів тощо.
3. Внесення необхідних корективів у порядок проведення вимірювань та у вимірювальні схеми та обладнання.
4. Проведення на вибраних найбільш чутливих зразках детальних вимірювань ВАХ без магнітного поля та в магнітному полі.
5. Опрацювання отриманих ВАХ, розрахунок магніточутливості зразків.
6. Аналіз отриманих результатів, оцінка можливості використання досліджуваних зразків у якості датчиків магнітного поля.

3.2 Експериментальна установка

3.2.1 Складання установки для вимірювань ВАХ у магнітному полі

Вимірювання ВАХ проводились на постійному струмі за допомогою джерела ІЭПП-1 та двох універсальних цифрових вольтметрів В7-22, один з яких працював в режимі міліамперметра (рис. 3.1).

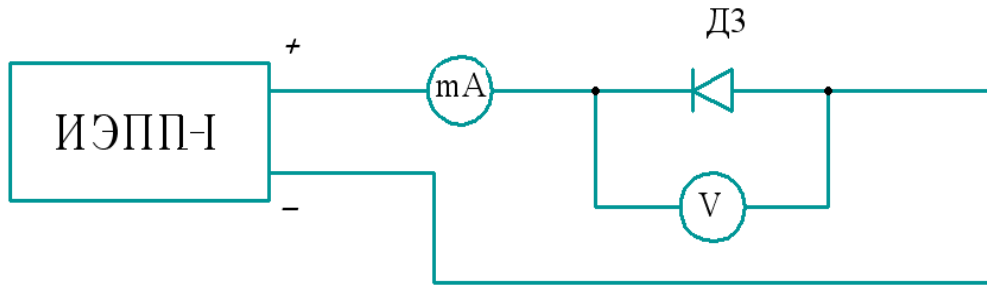


Рисунок 3.1 – Схема виміру ВАХ на постійному струмі

Пробні експерименти показали, що серед опробуваних зразків (діоди різних конструкцій, транзистори, тиристори, без корпусні структури) чутливими до впливу зовнішнього магнітного поля виявилися точкові діоди Д2 та Д9, які в подальшому і використовувалися, як досліджувані зразки.

Крім того, вплив магнітного поля при струмах, передбачених технічними паспортами досліджуваних приладів, та при наявній величині індукції магнітного поля (максимум 0,3 Тл) виявився не досить значним. Тому було необхідним:

- забезпечення вимірювань ВАХ як на постійному, так і на імпульсному струмах (при підвищених значеннях струму);
- реконструкція магніту з метою підвищення індукції в зазорі.

ВАХ в імпульсному режимі (з метою забезпечення більших струмів через зразки) вимірювалась за допомогою генератора Г5-54 в якості джерела струму та двохканального осцилографа С1-96 для реєстрації напруги та струму рис. 3.2. Використовувались імпульси зі скважністю Q (відношення періоду слідування імпульсів до їх тривалості) 200 та більше. Отже, середня потужність, що виділяється у зразку, у 200 разів менша за ту, що виділялась би при проходженні постійного струму такої ж величини, оскільки

$$P_{\text{ср}} = \frac{P_{\text{імп}}}{Q} \quad (3.1)$$

Відповідно, відсутнє нагрівання зразка та можливість його руйнування.

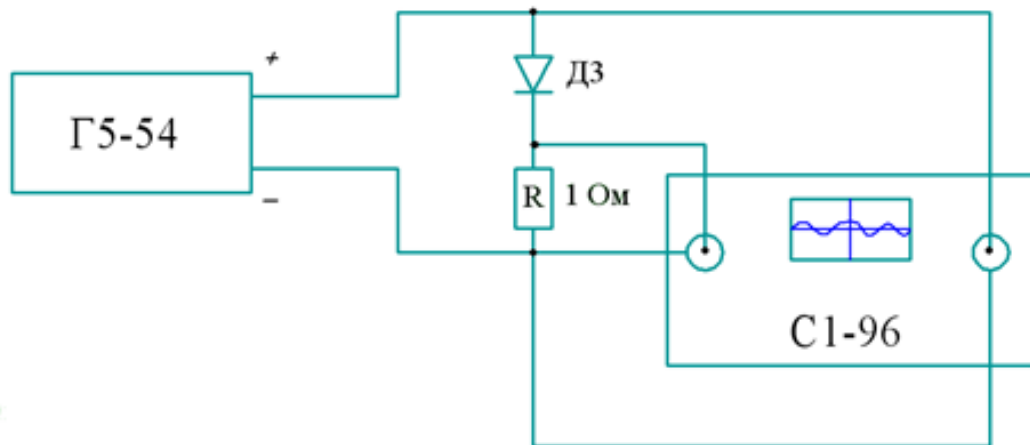


Рисунок 3.2 – Схема вимірювання ВАХ на імпульсному струмі

3.2.2 Реконструкція електромагніту

3.2.2.1 Зміна порядку з'єднань котушок магніту

Аналіз існуючої схеми з'єднань обмоток електромагніта показав (рисунок 3.3), що сила струму, яка може бути отримана від використовуваного джерела, не забезпечує достатньо високих значень індукції. Внаслідок цього було здійснено певні реконструкційні дії по зміні порядку з'єднань котушок магніту за для отримання найбільш високих значень струму через кожен секцію обмотки (всього їх чотири) та, відповідно магнітної індукції.

Чотири секції котушок магніту були роз'єднанні на дві окремі половини, кожна з яких складається з двох паралельно з'єднаних секцій з власним джерелом живлення. Другим не менш важливим фактором підсилення величини магнітного поля було приєднання фільтрів живлення (конденсаторів великої ємності), що дали змогу згладити пульсації струму та напруги на виходах випрямлячів та, відповідно, силу струму через обмотки магніту.

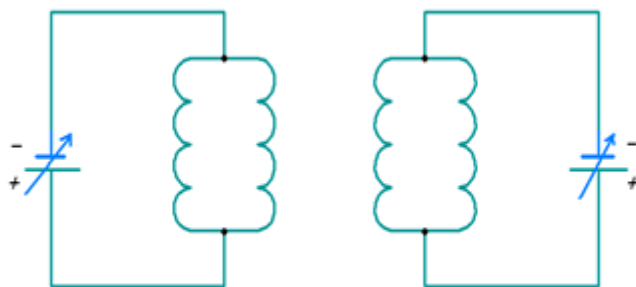


Рисунок 3.3 – Схема підключення обмоток електромагніту

Внаслідок предпринятых дій, вдалося отримати значення величини магнітної індукції до 0,7 Тл.

3.2.2.2 Градування магніту

Одним із найважливіших етапів роботи було градування магніту, а саме розрахунок залежності величини електромагнітної індукції від величини сили струму, що проходить через обмотки магніту. Уся складність полягала у вимірі індукції магнітного поля при недостатньому оснащенні необхідних вимірюючих приладів, таких як мікروهберметр або датчик Холла, наявність яких значно б полегшили можливості та точність вимірів. Тому було виконано наступні дії:

- склали соленоїд з відомою кількістю обмоток на одиницю довжини n
- пропустили через нього струм I заданої величини
- за попередніми даними розраховали напруженість магнітного поля H та величину магнітної індукції B нашого соленоїду
- за показниками відхилення стрілки мікроамперметра, спричиненою зміною магнітного потоку нанизаної саморобної котушки на соленоїд, порівнювали значення ділень мікроамперметра з величиною магнітної індукції

- проградували магніт і отримали наступні результати (рисунок 3.4)

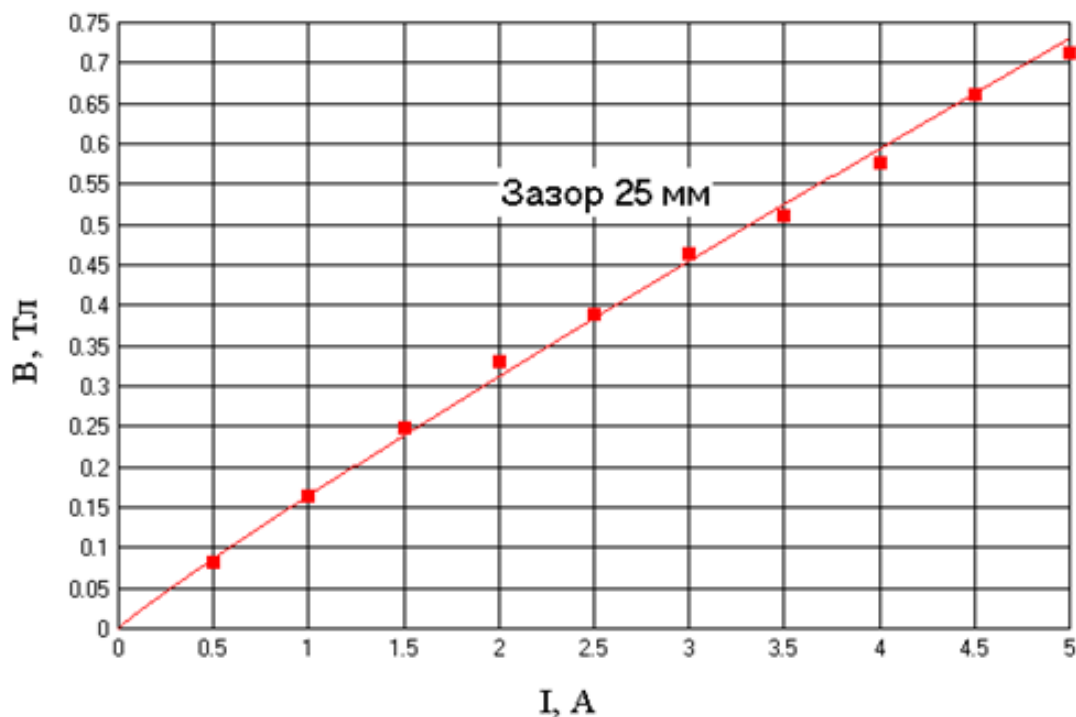


Рисунок 3.4 – Графік залежності величини магнітної індукції B від струму I через обмотки катушок електромагніту

3.3 Досліджувані зразки

Як було відмічено в п. 3.2.1, найбільш чутливими до впливу зовнішнього магнітного поля виявилися точкові діоди Д2 та Д9.

Точкові діоди мають дуже малу площу електричного переходу (рис. 3.5.) Лінійні розміри, які визначають її, менше ширини р-n-переходу. Точковий електричний перехід можна створити в місці контакту невеликої пластинки напівпровідника і вістря металевої проволки-пружини навіть при простому їх зіткненні (дотику). Більш надійний точковий електричний перехід

утворюється формуванням контакту, для чого через зібраний діод пропускають короткі імпульси струму (порядку декількох ампер).

У результаті формування вістря пружинки надійно приварюється до платинки напівпровідника. При цьому через сильний місцевий нагрів матеріал вістря пружинки розплавляється і дифундує до пластини напівпровідника, утворюючи шар іншого типу провідності, ніж вихідний напівпровідник (базова область діода). Між цим шаром і пластиною (базою) утворюється р-n-перехід напівсферичної форми. Площа р-n-переходу становить приблизно 2-3 мкм. Товщина пластини вихідного матеріалу, тобто, довжина бази діода, складає ~300 мкм. Точкові діоди в основному виготовляють з германію n-типу, металеву пружинку з тонкої проволочки (діаметром від 0.05 мм до 0.1 мм), матеріал якої для германію р-типу має бути акцептором (наприклад, алюмінієм). Корпус точкових діодів герметичний. Він являє собою керамічний або скляний балон.

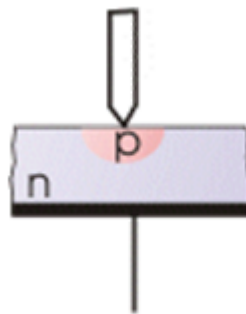


Рисунок 3.5 – Принцип будови точкового діода

Завдяки малій площі р-n-переходу ємність точкових діодів дуже незначна і складає десяті частки пФ. Тому точкові діоди використовують на високих (порядку сотень МГц) і надвисоких частотах. Їх застосовують в основному для випрямлення змінного струму високої частоти (випрямні діоди високочастотні).

Так як площа р-n-переходу точкового діода мала, то прямий струм через перехід повинен бути невеликим (від 10 до 20 мА) через малу потужність (близько 20 мВт), розсіювану переходом. Тому точкові діоди можна використовувати для випрямлення тільки малих змінних струмів. При вимірюваннях на імпульсах з указаною в п.2.2. скважністю 200 усереднена потужність, що відповідає прямому струму 300 мА та напрузі 10 В, складає 15мВт. Відношення довжини бази до дифузійної довжини носіїв заряду, за результатами вимірів часу життя, складає 3-4, тобто діоди довгобазовими.

4 ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ АНАЛІЗ

4.1 Вимірювання ВАХ Д2 і Д9 у магнітному полі при $B=0$ та $B=0,7$ Тл на постійному струмі

Вимірювання ВАХ досліджуваних діодів на постійному струмі показало, що при наявності зовнішнього магнітного поля струм через діод (при тій же напрузі) зменшується, при цьому ВАХ залишається нелінійною. Відомо з літератури, що ВАХ точкових діодів описується не експонентою, а поліномом певного ступеню. В нашому випадку ВАХ досліджуваних діодів як без магнітного поля, так і в магнітному полі добре апроксимуються поліномом третього ступеня. Виміряні ВАХ діодів Д2 та Д9 на постійному струмі представлено на рис. 4.1 та рис. 4.2 відповідно.

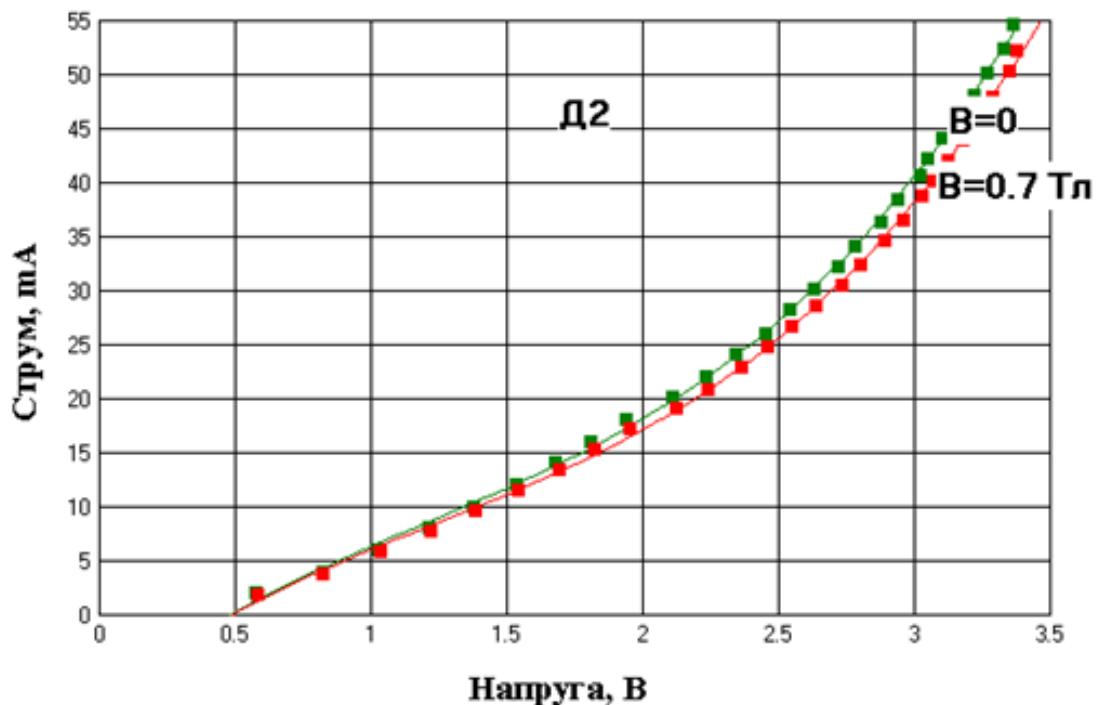


Рисунок 4.1 – ВАХ діода Д2 у магнітному полі при $B=0$ та при $B=0,7$ Тл (на постійному струмі)

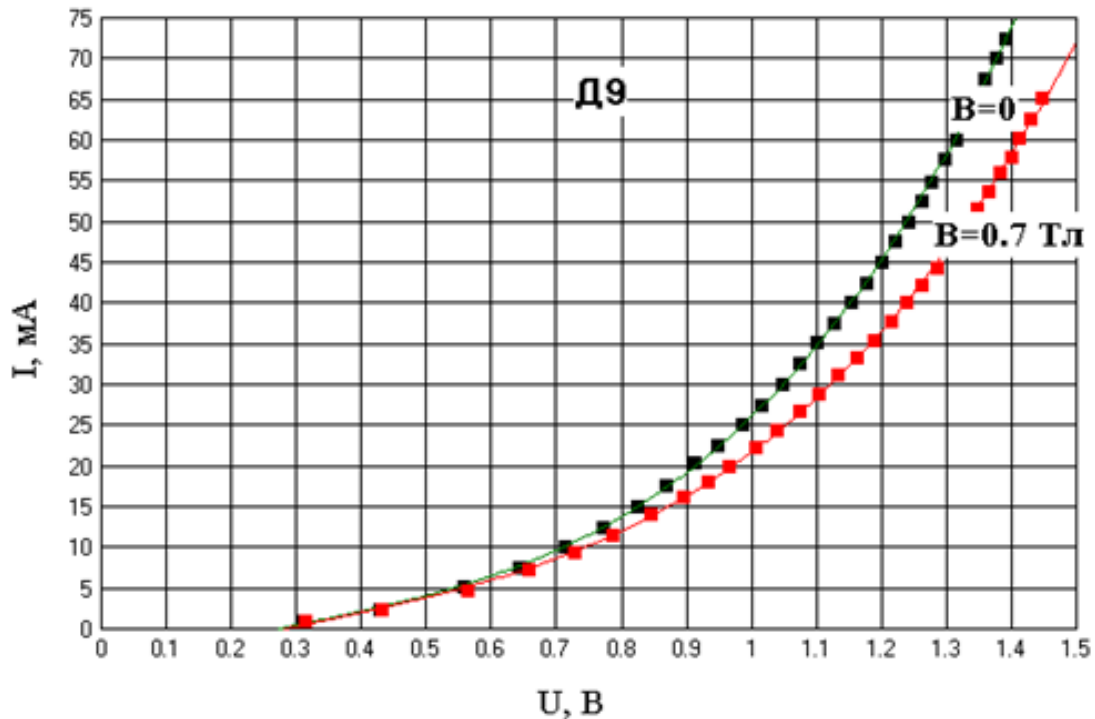


Рисунок 4.2 – ВАХ діода Д9 у магнітному полі при $B=0$ та при $B=0,7$ Тл (на постійному струмі)

Спостережувані зміни ВАХ діодів у магнітному полі говорять про зміну таких параметрів, як статичний та диференційний опір діодів, а саме, про їх зростання у магнітному полі.

4.2 Вимірювання ВАХ Д2 і Д9 у магнітному полі при $B=0$ та $B=0,7$ Тл на імпульсному струмі

З метою отримання більшої інформації про вплив магнітного поля на ВАХ досліджуваних діодів, зокрема, про механізм зміни статичного та диференційного опору діодів, було проведено вимірювання їх ВАХ на імпульсах при підвищених струмах та, відповідно, прямих падіннях напруги.

Отримані ВАХ для діодів Д2 та Д9 представлено на рисунку 4.3 та рисунку 4.4 відповідно.

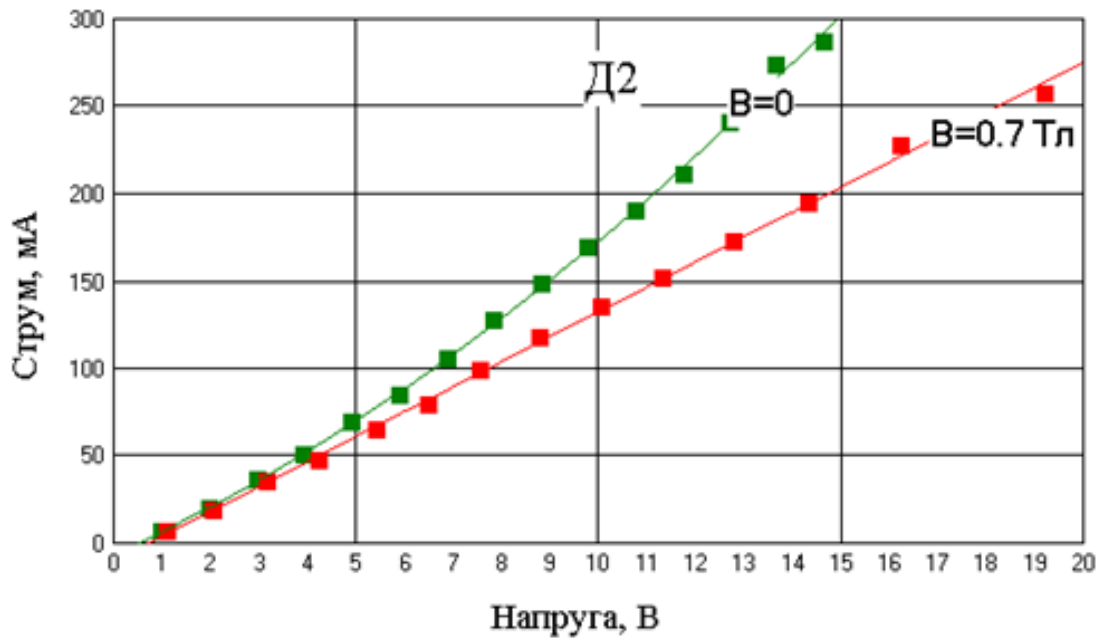


Рисунок 4.3 – ВАХ Д2 у магнітному полі при $B=0$ та при $B=0,7$ Тл (на імпульсному струмі).

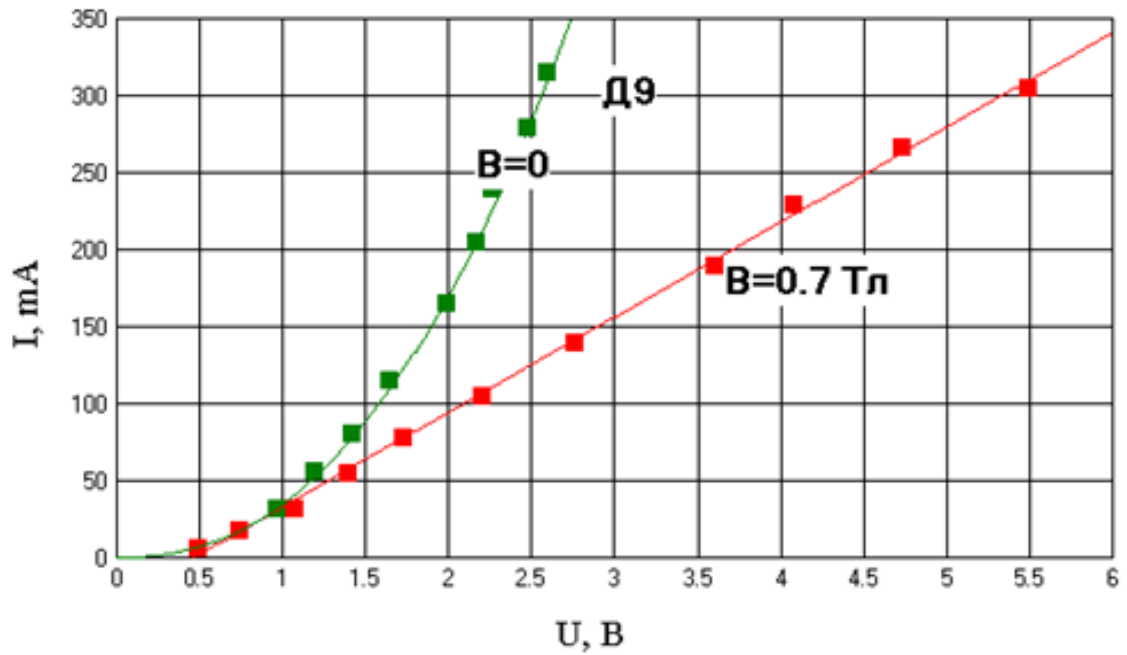


Рисунок 4.4 – ВАХ Д9 у магнітному полі при $B=0$ та при $B=0,7$ Тл (на імпульсному струмі)

З графіків, представлених на рис. 4.3 та рис. 4., видно, що під впливом зовнішнього магнітного поля для струмів 50 мА і вище ВАХ досліджуваних зразків стає лінійною. При цьому ВАХ при $B = 0$ має звичайний для досліджуваних зразків нелінійний характер. Така особливість зміни ВАХ може бути пояснена тільки тим, що всі інжектвані р-п-переходом нерівноважні носії, які при відсутності магнітного поля забезпечують модуляцію провідності бази (зменшення її статичного та диференціального опору) та нелінійність ВАХ діода в цілому, під дією магнітного поля відхиляються до поверхні бази діода, де потім рекомбінують. Таким чином, вони не можуть змінювати опір бази, і, оскільки ВАХ діода при достатньо великих струмах визначається опором бази, вона стає лінійною.

Статичний та диференціальний опори діода на цій ділянці ВАХ приблизно рівні та залишаються сталими. Для Д2 та Д9 вони складають відповідно 70 Ом та 16 Ом.

4.3 Розрахунок $R_n=f(B)$ для досліджуваних діодів

Для оцінки ефективності впливу магнітного поля на ВАХ досліджуваних діодів було розраховано залежності нормованого опору R_n (відношення опору діода в магнітному полі до опору без магнітного поля) при сталому струмі від величини магнітної індукції. Ці залежності представлено на рисунку 4.5 та рисунку 4.6.

Видно, що вплив магнітного поля на статичний опір діодів стає помітним приблизно з індукції 0,2 Тл, далі зростає і добре апроксимується поліномом третього ступеня, що і є характерним для досліджуваних діодів.

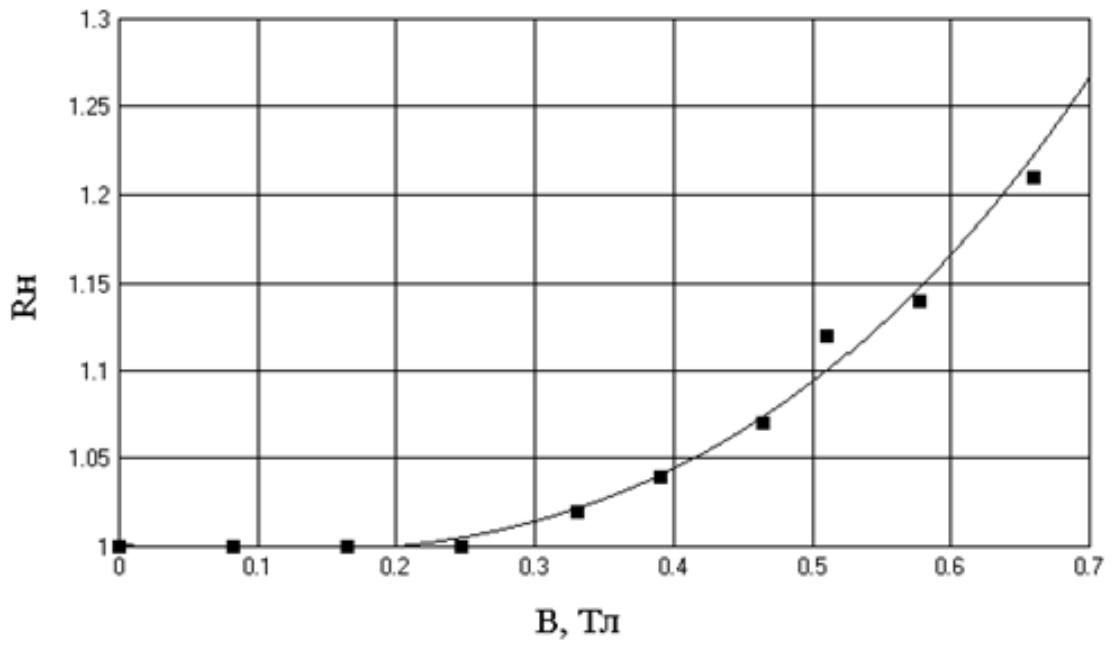


Рисунок 4.5 – Залежність нормованого опору від величини магнітної індукції для Д2 при струмі 140 мА.

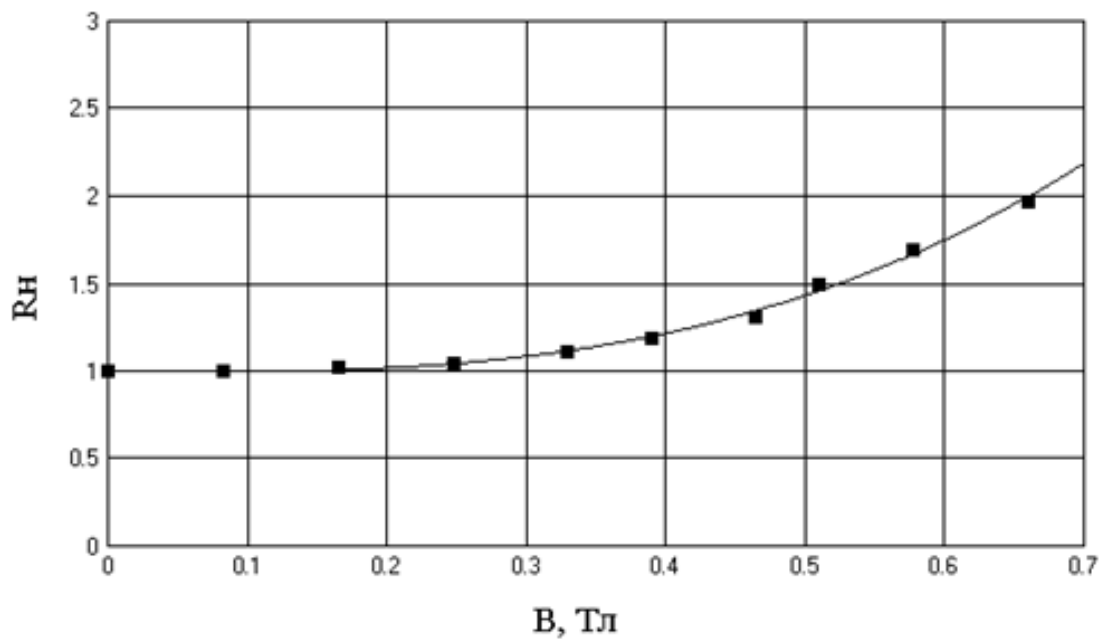


Рисунок 4.6 – Залежність нормованого опору від величини магнітної індукції для Д9 при струмі 240 мА

4.4 Розрахунок $\Delta U=f(B)$ для досліджувальних діодів

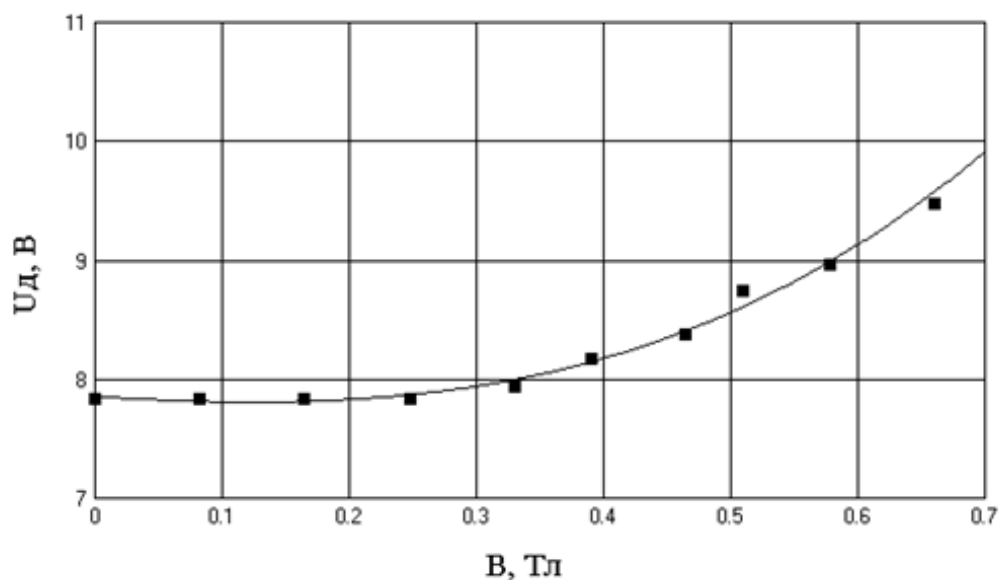


Рисунок 4.7 – Залежність напруги на Д2 від величини магнітної індукції при струмі 140 мА через діод

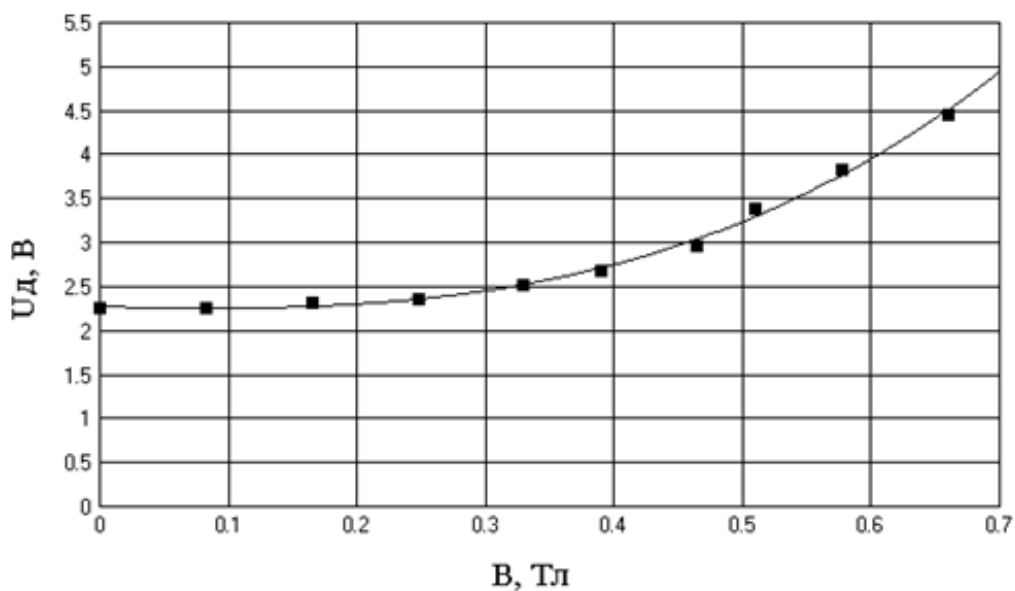


Рисунок 4.8 – Залежність напруги на Д9 від величини магнітної індукції при струмі 240 мА через діод

На рисунку 4.7 та рисунку 4.8 показано залежність падіння напруги на діоді від індукції магнітного поля при сталому струмі, але для аналізу зручніше розглядати залежність від індукції не напруги, а її приросту, і саме ці залежності представлено на рис. 4.9 та рис. 4.10.

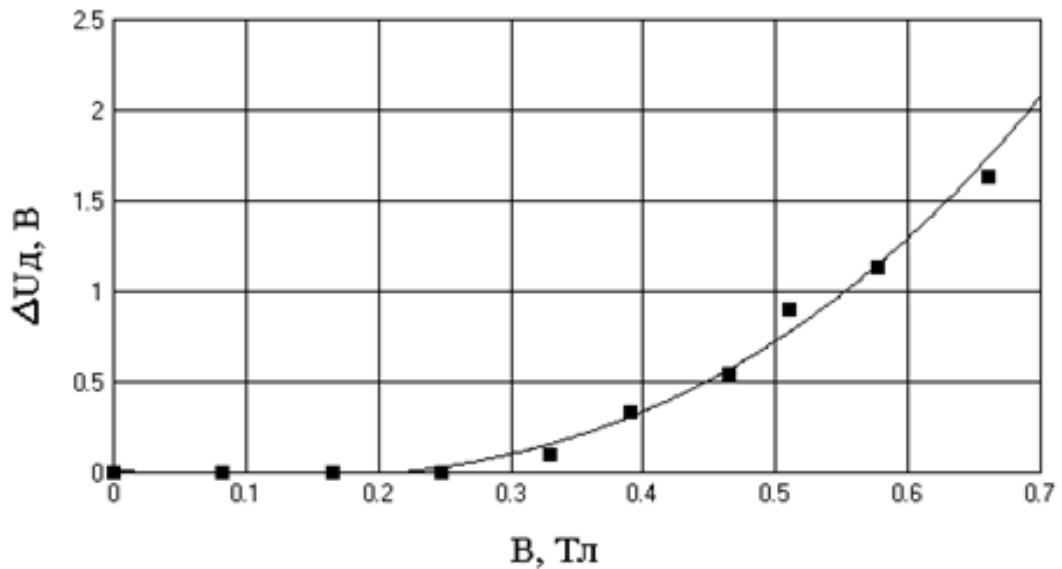


Рисунок 4.9– Залежність приросту напруги на Д2 від величини магнітної індукції при струмі 140 мА через діод

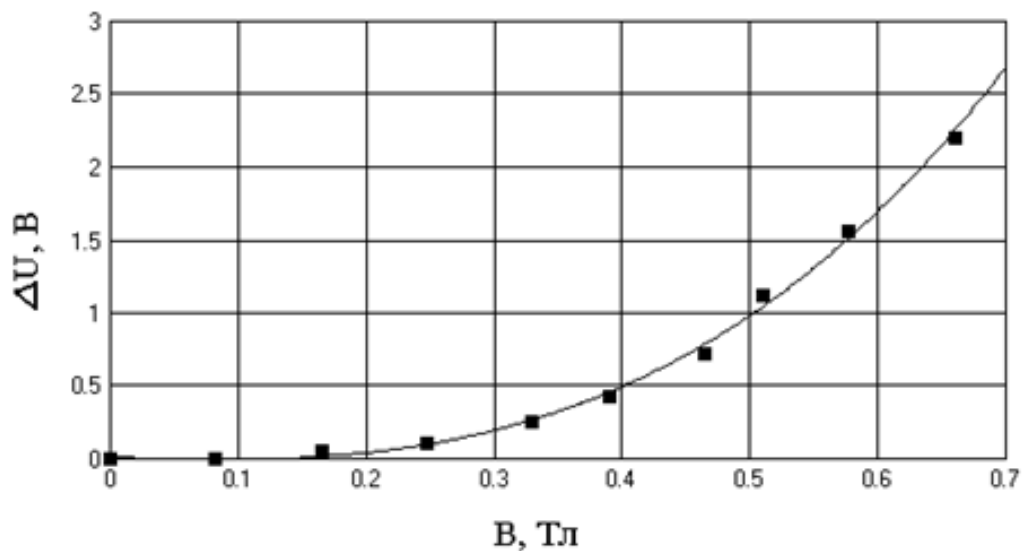


Рисунок 4.10 – Залежність приросту напруги на Д9 від величини магнітної індукції при струмі 240 мА через діод

Видно, що приріст напруги на діоді, як і приріст опору, стає помітним з величини індукції 0,15 – 0,2 Тл. Вірогідно саме з цих значень магнітної індукції забезпечується відхилення значної частини інжектованих носіїв на бокову поверхню бази діодів. Зі збільшенням індукції збільшується доля носіїв, що була відхилена на бокову поверхню, і збільшується відповідно приріст напруги на діоді.

4.5 Розрахунок магніточутливості досліджуваних діодів

З експериментально отриманої кривої $\Delta U=f(B)$ для різних значень B визначались значення приросту напруги, що відповідають приросту ΔB на одну і ту ж величину 0,25 Тл, тобто виконувалась процедура на зразок графічного диференціювання. В результаті отримано залежність магніточутливості від індукції магнітного поля, яку представлено на рис. 4.11

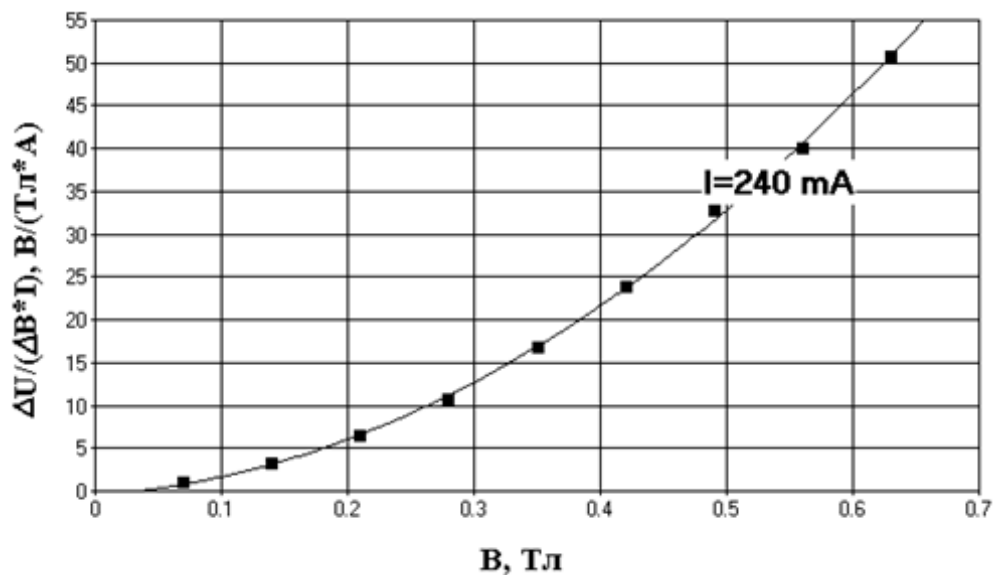


Рисунок 4.11 – Залежність магніточутливості від індукції магнітного поля при постійному струмі через діод.

З експериментально отриманих кривих ВАХ для значень $B=0$ та $B=0,7$ Тл визначались значення приросту напруги, що викликані однією і тою ж зміною B , рівною $0,7 \text{ Тл} - 0 \text{ Тл} = 0,7 \text{ Тл}$, але відповідають різним струмам через діод. Таким чином отримано залежність магніточутливості від струму через діод рис. 4.12.

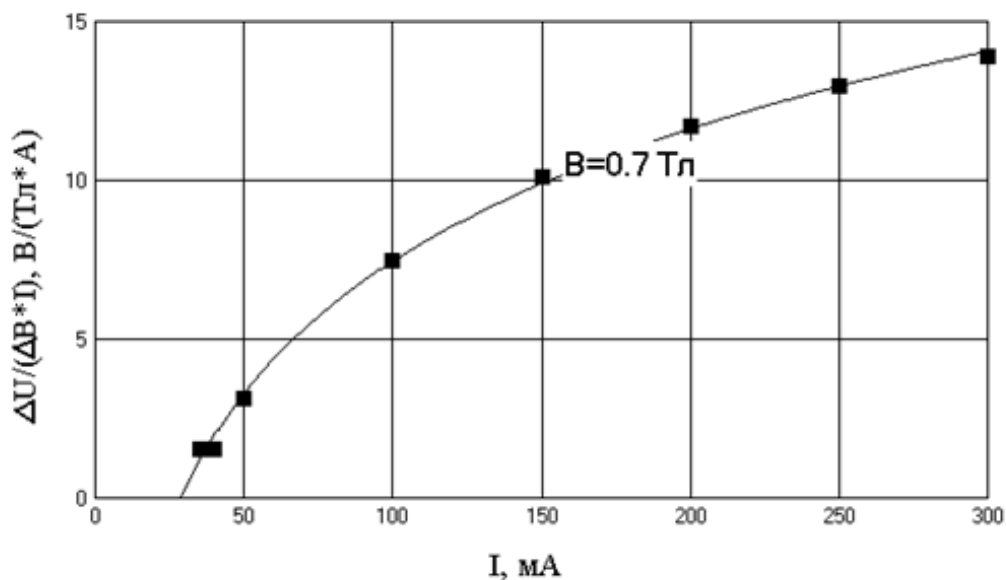


Рисунок 4.12 – Залежність магніточутливості від струму через діод

Одержані значення магніточутливості одного порядку із значеннями магніто чутливості промислових магніто діодів, що дає можливість використання їх , при потребі, як датчиків магнітного поля.

4.6 Індикатор магнітної індукції

На основі отриманих результатів і залежностей було зібрано макет вимірювача магнітної індукції з діодом Д2 в якості датчика і перевірено його працездатність. Схема вимірювача представляє міст (рис. 4.13), одним з плечей якого є діод Д2. Без поля міст балансується на нуль звичайним способом, при внесенні діода в магнітне поле його опір збільшується, міст розбалансовується і індикатор показує певний струм.

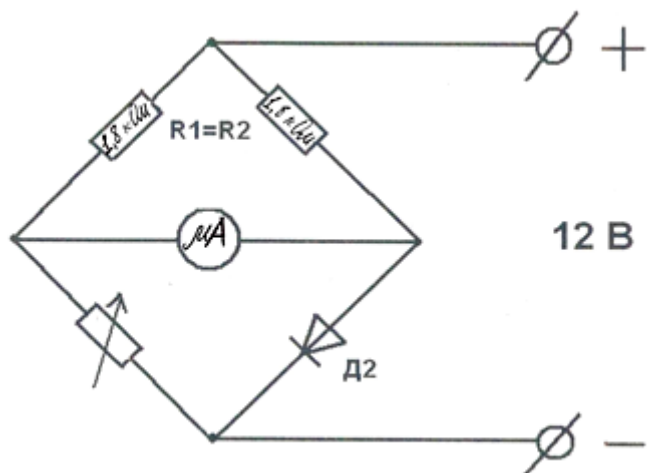


Рисунок 4.13 – Схема макету вимірювача магнітної індукції з діодом Д2 в якості датчика

Результати градуювання вимірювача представлено на рисунку 4.14.

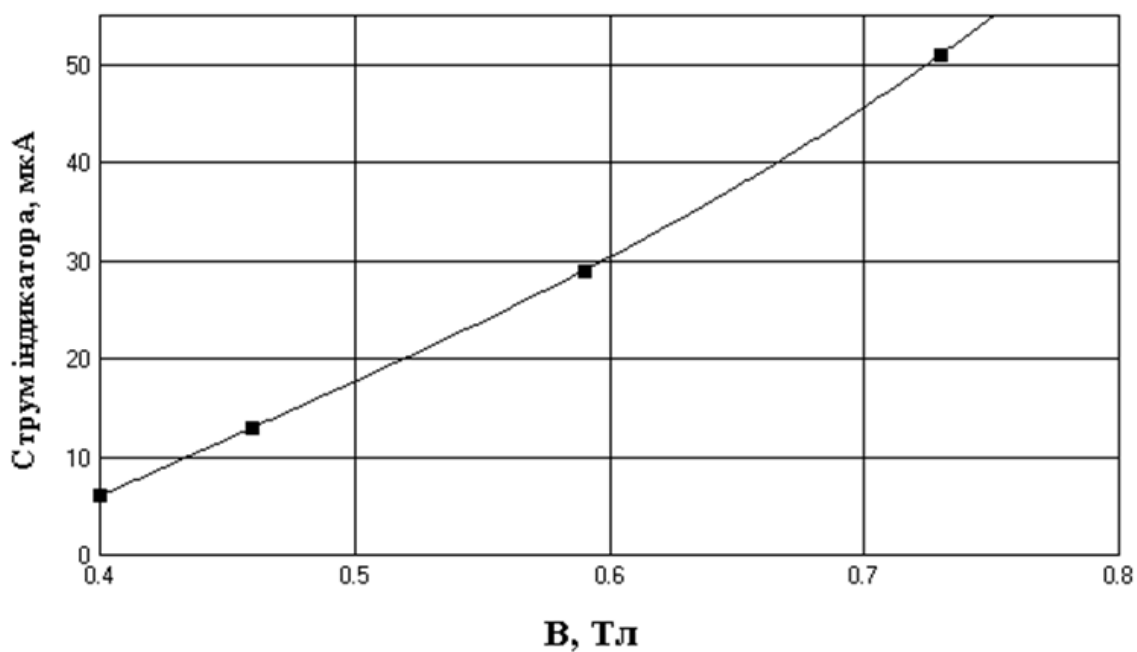


Рисунок 4.14 – Залежність струму індикатора від величини магнітної індукції

ВИСНОВКИ

1. Вимірювання ВАХ досліджуваних діодів на постійному струмі показало, що при наявності зовнішнього магнітного поля струм через діод (при тій же напрузі) зменшується, при цьому ВАХ залишається нелінійною.

2. Спостережувані у роботі зміни ВАХ діодів у магнітному полі говорять про зміну таких параметрів, як статичний та диференціальний опір діодів, а саме, про їх зростання у магнітному полі.

3. З метою отримання більшої інформації про вплив магнітного поля на ВАХ досліджуваних діодів, зокрема, про механізм зміни статичного та диференціального опору діодів, було проведено вимірювання їх ВАХ на імпульсах при підвищених струмах та, відповідно, прямих падіннях напруги.

4. Вплив магнітного поля на статичний опір діодів стає помітним приблизно з індукції 0,2 Тл, далі зростає і добре апроксимується поліномом третього ступеня, що і є характерним для досліджуваних діодів.

5. Приріст напруги на діоді, як і прирост опору, стає помітним з величини індукції 0,15 – 0,2 Тл. Вірогідно саме з цих значень магнітної індукції забезпечується відхилення значної частини інжектованих носіїв на бокову поверхню бази діодів. Зі збільшенням індукції збільшується доля носіїв, що була відхилена на бокову поверхню, і збільшується відповідно приріст напруги на діоді.

6. Одержані значення магніточутливості одного порядку із значеннями магніточутливості промислових магнітодіодів, що дає можливість використання їх, при потребі, як датчиків магнітного поля.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Koval V., Bogdan O., Yakymenko Y. Study of nanocrystalline silicon thin films for application in solar cells // 4-th International Conference Nanocon-2012. Proceedings of the Nanocon-2012, 23–25th October, 2012. Brno, Czech Republic. p.138.
2. Пасинков В. В. Напівпровідникові прибори / В. В. Пасинков, Л. К. Чіркін. Москва: Вища. шк., 1987. 479 с.
3. Гуртов В. А. "Твердотільна електроніка": навч. посібник / В. А. Гуртов. – Петрозаводськ, 2008. – 511 с.
4. Тугов Н. М. Напівпровідникові прибори: Посібник для ВНЗ / Н. М. Тугов, Б. А. Глебов. Москва: Енергоатоміздат, 1990. 576 с.
5. Діод Шотткі на основі GaAs / М. В. Дорохін, А. В. Здоровещев. Нижній Новгород: НДУ ім. Н.И. Лобачевського, 2013. 75 с.
6. Поклонський Н. А. Фізика електричного контакту метал/напівпровідник: навчальний посібник по спецпрактикуму «Фізика напівпровідникових приборів» / Н. А. Поклонський, Н. И. Горбачук, Н. М. Лапчук. Мінськ: БГУ, 2003. 52 с.
7. Борисов О. В. Основи твердотільної електроніки: навч. посіб. / О. В. Борисов; за ред. Ю. І. Якименка. – К.: Освіта України, 2011. – 462 с.
8. Колпаков В. А. Дослідження вольт-амперної характеристики діода Шотткі / В. А. Колпаков, А. И. Колпаков, С. В. Кричевський. Самара: Самар. гос. аерокосм. ун-та, 2010. 24 с.
9. Шиляєв П. А. Напівпровідникові гетероструктуру: гетероперехід: навчально-методичний посібник / П. А. Шиляєв, Д. А. Павлов. Нижній Новгород: Нижегородський держуніверситет, 2009. 18 с.
10. Шарма П. А. Напівпровідникові гетероструктури / П. А. Шарма, Р. К. Пурохіт. Москва: Сов. Радио, 1979. 232 с.

11. Трофімов П. В. Використання напівпровідникових гетероструктур у електроніці / П. В. Трофімов, Ю. И. Под'ячий. Харків: 2015. 492 с.
12. Мілнс А. Гетеропереходи и переходи метал – напівпровідник / А. Мілнс, Д. Фойхт. Москва: Мир, 1975. 431 с.
13. Зі С. М. Фізика напівпровідникових приборів / С. М. Зі. Москва: Енергія, 1973. 656 с.
14. Носов Ю. Р. Оптоелектроніка / Ю. Р. Носов. Москва: Радіо та зв'язок, 1989. 360 с.
15. Чадюк В. О. Оптоелектроніка: від макро до нано. Генерація оптичного випромінювання / В. О. Чадюк. Київ: НТУУ "КПІ", 2012. 433 с.
16. Структури метал-діелектрик-напівпровідник [Електронний ресурс] – Режим доступу до ресурсу: <http://www.ie.tusur.ru/books/TTE/xml/2.13.xml>.
17. Рожков В. А. Електрофізичні властивості структур метал-оксид диспрозія – оксид гадолінія – кремній / В. А. Рожков, М. А. Родіонов // Листи в ЖТФ, 2004. Т. 30, вип.12. С. 16 – 20.
18. Рожков В.А. Кремнієві метал-діелектрик-напівпровідник варікапи з діелектриком із оксида ітербія / В.А. Рожков, А.Ю. Трусова. // Листи в ЖТФ, 1997. Т. 23, вип. 12. С. 50 – 55.
19. Загоруйко Ю. А. Спектрально-чуттєві МОП-фотоварікапи на основі кристалів CdZnTe и CdS / Ю. А. Загоруйко, В.А. Христьян, П.В. Матейченко // Листи в ЖТФ, 2010. Т. 36, вип. 4. С. 12 – 17.
20. Рожков В.А. МДП варікапи та фотоварікапи на основі структури Al-Lu₂O₃-Si / В.А. Рожков, В.П. Гончаров, А.Ю. Трусова // Листи в ЖТФ, 1995. Т. 21, вип. 2, С. 6 – 10.
21. Сокольніков А. В. МДП-структури: навч. посібник / А. В. Сокольніков, Е. Г Тюрін. Саранськ: Вид. Мордов. ун-та, 1986. 63 с.