

**Міністерство освіти і науки України**  
**Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника**  
**Фізико-технічний факультет**  
**Кафедра комп'ютерної інженерії та електроніки**

**В.І. Мандзюк**

**Методичні вказівки**  
**до виконання лабораторних робіт**  
**із курсу “Технології мікро- та наноелектроніки”**  
**для студентів спеціальності 171 “Електроніка”**

**м. Івано-Франківськ**

**– 2023 –**

УДК 621.382  
М-23

В.І. Мандзюк. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт із курсу “Технології мікро- та наноелектроніки” для студентів спеціальності 171 “Електроніка” [Електронне видання] – Івано-Франківськ, Прикарпатський національний університет ім. В. Стефаника, 2023. – 58 с.

Лабораторний практикум містить методичні рекомендації для проведення лабораторних занять з дисципліни “Технології мікро- та наноелектроніки” та охоплює питання, що стосуються моделювання основних технологічних операцій, які використовуються при виготовленні пристроїв мікро- та наноелектроніки. Розроблений у відповідності з робочою програмою навчальної дисципліни, чинним навчальним планом підготовки фахівців за спеціальністю 171 “Електроніка”.

Рецензенти:

Рачій І.Б. – доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, професор кафедри матеріалознавства і новітніх технологій Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника

Горічок І.В. – доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, професор кафедри фізики і хімії твердого тіла Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника

Затверджено на засіданні кафедри комп’ютерної інженерії та електроніки (протокол №2 від 5 жовтня 2022 р.)

Схвалено та рекомендовано до друку науково-методичною комісією фізико-технічного факультету Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника (протокол №3 від 17 січня 2023 р.)

Рекомендовано до друку Вченою радою фізико-технічного факультету Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника (протокол №5 від 18 січня 2023 р.)

© Мандзюк В.І.

© Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, м. Івано-Франківськ, вул. Шевченка, 57

## Зміст

Вступ	4
Лабораторна робота №1. Вивчення технології нанесення тонких плівок методом магнетронного розпилення.	5
Лабораторна робота №2. Дослідження та моделювання процесів дифузії у технології мікроелектроніки.	14
Лабораторна робота №3. Формування вертикального біполярного транзистора з використанням роздільної дифузії.	23
Лабораторна робота №4. Використання процесів іонної імплантації в технологіях мікроелектроніки.	29
Лабораторна робота №5. Двовимірний розподіл іонів під краєм маски при іонній імплантації.	38
Лабораторна робота №6. Числове моделювання процесу термічного окислення кремнію.	43
Лабораторна робота №7. Числове моделювання процесу рідинного травлення напівпровідникових структур.	48
Лабораторна робота №8. Числове моделювання різкого ступінчастого $p-n$ -переходу у стані термодинамічної рівноваги.	52
Література	57

## Вступ

У зв'язку з швидким розвитком обчислювальної техніки широкого розповсюдження при проведенні наукових досліджень та інженерного проектування практично у всіх сферах людської діяльності набув обчислювальний експеримент. Це зумовлено тим, що використання обчислювального експерименту дозволяє значно зменшити витрати коштів і часу на розробку проекту та втілення його у виробництво.

Одним з важливих етапів обчислювального експерименту є етап побудови математичних моделей досліджуваного об'єкту та їх аналізу за допомогою засобів обчислювальної техніки. Цей процес є досить складним. Спочатку формулюються основні закони та взаємозв'язки, що описують даний об'єкт. На їх основі розробляється математична модель, що являє собою, як правило, запис цих законів у вигляді системи рівнянь (алгебраїчних, диференціальних, інтегральних і т.д.). Після цього проводиться аналіз і оптимізація моделі з метою досягнення розумного компромісу між точністю моделі та її складністю, що потребує від розробника не лише дуже високого рівня інтелектуальних здібностей, але і високого професіоналізму.

Це, в свою чергу, призводить до необхідності підготовки спеціалістів високої кваліфікації, які не лише ознайомлені з методами моделювання та базовими моделями в даній предметній області, але і мають практичні навички їх використання.

Даний посібник призначений для вироблення у студентів практичних навичок моделювання фізико-технічних та хімічних процесів, які використовуються при виготовленні пристроїв сучасної мікро- та наноелектроніки.

## Лабораторна робота №1

### Вивчення технології нанесення тонких плівок методом магнетронного розпилення

**Мета:** розглянути процес нанесення тонких плівок на поверхню підкладки методом магнетронного розпилення; з'ясувати, від чого залежить товщина напиленої плівки і яким чином її можна ефективно контролювати.

#### Теоретична частина

Одним з найбільш ефективних методів нанесення плівок в планарній технології є метод магнетронного розпилення матеріалів. Цей метод є різновидом іонно-плазмового розпилення. Розпилення матеріалу в цих системах відбувається за рахунок бомбардування поверхні мішені іонами робочого газу. Швидкість розпилення в магнетронній системі в 50...100 разів більша у порівнянні із звичайним іонно-плазмовим розпиленням. Висока швидкість розпилення матеріалу в магнетронній системі розпилення визначається високою густиною іонного струму на мішень. Висока густина іонного струму досягається за рахунок локалізації плазми біля поверхні мішені за допомогою сильного поперечного магнітного поля.

Схема магнетронної системи розпилення показана на рис. 1.1. Основними елементами системи є мішень 1 і магнітна система 2. Магнітні силові лінії 4 замкнуті між полюсами магнітної системи. Між мішенню 1 і підкладкотримачем 7 прикладається електричне поле і збуджується аномальний тліючий розряд. Замкнуте магнітне поле біля поверхні мішені локалізує розряд поблизу цієї поверхні. Позитивні іони з плазми аномального тліючого розряду прискорюються електричним полем і бомбардують мішень (катод). Під дією іонного бомбардування відбувається розпилення мішені. Електрони, емітовані з катода під дією іонного бомбардування, потрапляють в область схрещених електричного і магнітного полів і опиняються в пастці. Траєкторії руху електронів в пастці близькі до циклоїдних. Ефективність іонізації і густина плазми в цій області значно збільшується. Це приводить до підвищення

концентрації іонів біля поверхні мішені, збільшення інтенсивності іонного бомбардування мішені і до значного зростання швидкості розпилення мішені.

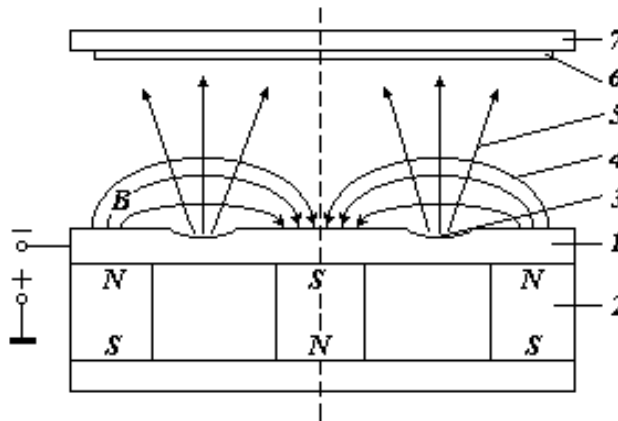


Рис. 1.1. Схема магнетронної системи розпилення:  
 1 - мішень; 2 – магнітна система; 3 – зона розпилення;  
 4 – магнітні силові лінії; 5 – потік речовини, що розпилюється; 6 – підкладка; 7 – підкладкотримач.

При побудові моделі швидкості осадження плівки шляхом розпилення матеріалу з кільцевого випарника зробимо наступні допущення:

- розпилені атоми розподіляються в просторі за законом косинуса;
- розпилені атоми не стикаються один з одним і з атомами робочого газу;
- розпилені атоми осаджуються в точці зіткнення з підкладкою.

У загальному випадку товщина плівки в довільній точці підкладки описується виразом:

$$h = \frac{V}{\pi r^2} \cos \varphi \cos \phi \cdot t, \quad (1.1)$$

де  $V$  – швидкість розпилення по товщині;  $\varphi$  – кут між нормаллю до поверхні розпилення і напрямом розпилення;  $\phi$  – кут між нормаллю до поверхні підкладки і напрямом осадження;  $r$  – відстань від елемента розпилення до точки осадження;  $t$  – час розпилення.

Модель процесу напилення будуватимемо для випадку, показаного на рис. 1.1, коли мішень і підкладка паралельні і співвісні. У цьому випадку кут розпилення рівний куту конденсації, тобто  $\varphi = \phi$ . Розглянемо геометричну схему моделі мішень – підкладка, яка представлена на рис. 1.2.

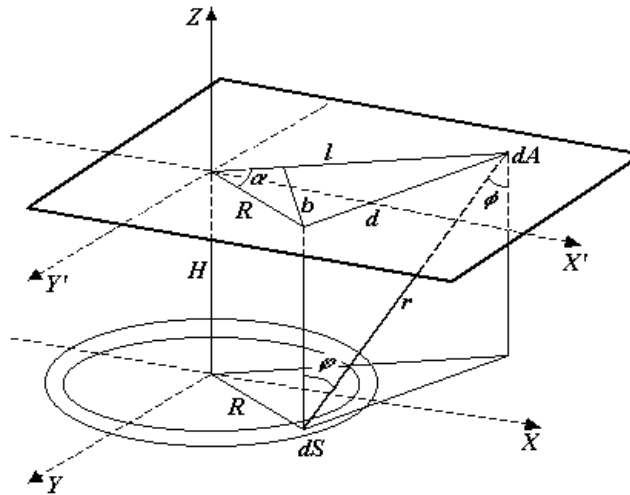


Рис. 1.2. Геометрична схема моделі мішень-підкладки.

Розподіл розпиленого матеріалу по підкладці є центрально-симетричним, і описується однією змінною – відстанню від центру  $l$ . Нескінченно тонкий кільцевий елемент поверхні мішені можна представити у вигляді  $dS = R \cdot d\alpha \cdot dR$ , де  $\alpha$  – кут між  $l$  і проекцією  $R$  на площину підкладки  $X'Y'$ .

Кут  $\alpha$  можна виразити через радіус кільця і відстань між мішенню і підкладкою –  $\cos \varphi = \frac{H}{r}$ . Підставляючи ці співвідношення в рівняння (1.1) і сумуючи диференціальні елементи кільця мішені шляхом інтегрування, отримаємо:

$$h = \iiint_{t R \alpha} \frac{V}{\pi r^2} \frac{H^2}{r^2} R d\alpha dR dt. \quad (1.2)$$

Виразимо відстань  $r$  через елементи призми  $l, R, d, H, \alpha$ :

$$r = \sqrt{H^2 + l^2 + R^2 - 2lR \cos \alpha}, \quad (1.3)$$

де  $l^2 + R^2 - 2lR \cos \alpha = d^2$ . Підставимо вираз (1.3) в рівняння (1.2):

$$h = \iiint_{t R \alpha} \frac{V}{\pi} \frac{H^2 R}{(H^2 + l^2 + R^2 - 2lR \cos \alpha)^2} d\alpha dR dt. \quad (1.4)$$

Проінтегрувавши цей вираз за часом, отримаємо повну кількість розпиленого речовини. В нашому випадку вважаємо, що швидкість розпилення постійна в часі і не залежить від радіусу кільця розпилення, тоді:

$$h = \frac{Vt}{\pi} \int_R \int_{\alpha} \frac{H^2 R}{(H^2 + l^2 + R^2 - 2lR \cos \alpha)^2} d\alpha dR . \quad (1.5)$$

Для інтегрування виразу (1.5) по куту робимо заміну  $b = H^2 + l^2 + R^2$ ,  $c = -2lR$ . Отримуємо:

$$h = \frac{Vt}{\pi} \int_R \int_{\alpha} \frac{H^2 R}{(b + c \cos \alpha)^2} d\alpha dR . \quad (1.6)$$

Інтегрування проводимо від 0 до  $2\pi$ . Роблячи зворотну підстановку, отримуємо:

$$h = 2Vt \int_R \frac{H^2 R}{\left[ (H^2 + l^2 + R^2)^2 + (2lR)^2 \right]^{3/2}} dR . \quad (1.7)$$

Можна провести подальше інтегрування, проте результат буде дуже громіздким. Тому при розрахунку використовуватимемо чисельне інтегрування виразу (1.7).

Кількісною характеристикою процесу іонного розпилення матеріалів є швидкість розпилення, яка визначається як:

$$V = \frac{h}{t} , \quad (1.8)$$

де  $h$  – товщина розпиленого матеріалу;  $t$  – час розпилення.

Для розрахунку швидкості розпилення матеріалів при нормальному падінні іонів можна користуватися виразом:

$$V = \frac{j_i S M_a}{e N_A \rho} , \quad (1.9)$$

де  $j_u$  – густина іонного струму в перерізі, перпендикулярному напрямку падіння іонів ( $A/cm^2$ );  $S$  – коефіцієнт розпилення матеріалу (атом/іон);  $M_a$  – атомна маса атомів мішені (г/моль);  $e$  – заряд електрона ( $1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл);  $N_A$  – число Авогадро ( $6,023 \cdot 10^{23}$  атом/моль);  $\rho$  – густина матеріалу ( $г/см^3$ ).

На практиці спостерігається хороше співпадіння розрахункових і експериментальних результатів. У табл. 1.1 приведені розрахункові і експериментальні значення коефіцієнта розпилення  $S$ , швидкості розпилення  $V$



деяких матеріалів іонами аргону з енергією 1 кеВ ( $1,6 \cdot 10^{-16}$  Дж) при густині іонного струму  $j_i = 1$  мА/см<sup>2</sup>.

Таблиця 1.1.

**Порівняння експериментальних і розрахункових даних (теорія Зігмунда) за швидкістю розпилення деяких матеріалів**

Матеріал, що розпилюється	$V_p$ , нм/с	
	Розрахунок	Експеримент
Cu	1,3	1,7
Ag	2,9	3,4
Au	2,65	2,7
Al	1,25	0,75
Fe	1,36	1,4
Mo	1,03	1,1

Якщо розпилення матеріалів проводиться в діапазоні тисків, при яких можливе повернення розпилених частинок на мішень із-за процесів зворотної дифузії і розсіювання, то значення вибраного чи розрахованого коефіцієнта розпилення повинне бути скоректоване.

Коефіцієнт розпилення  $S$  характеризує ефективність розпилення і визначається як середнє число атомів, що видаляються з поверхні твердого тіла однією падаючою частинкою:

$$S = \frac{\text{число видалених атомів}}{\text{число падаючих іонів}}. \quad (1.10)$$

Падаючими частинками можуть бути іони, нейтральні атоми, нейтрони, електрони або фотони з великою енергією.

Для коефіцієнта розпилення типові значення становлять 1...5, хоча він може змінюватися від 0 до 100. Це залежить від енергії і маси первинних частинок і кута їх падіння на поверхню, маси атомів мішені, кристалічного стану твердого тіла і орієнтації кристала, поверхневої енергії зв'язку атомів мішені.

Для реалізації розпилення атомам мішені повинна бути надана енергія, що перевищує енергію їх зв'язку в твердому тілі. Ця енергія позначається як

порогова енергія розпилення  $E_{пор}$ . Величина її коливається в межах 10...40 еВ. При енергіях менше порогової розпилення відсутнє. При великих енергіях коефіцієнт розпилення росте із збільшенням енергії первинних частинок, досягає максимуму, а потім знову падає. Зменшення коефіцієнта розпилення при вищих енергіях пов'язане з великою глибиною проникнення частинок в тверде тіло і меншим виділенням енергії в поверхневому шарі.

Згідно теорії Зігмунда для аморфних і полікристалічних матеріалів для низьких енергій іонів до 1 кеВ коефіцієнт розпилення визначається наступним виразом:

$$S = \frac{3}{\pi^2} \alpha \frac{M_i M_a}{(M_i + M_a)^2} \frac{E_i}{2 E_{суб}}, \quad (1.11)$$

де  $M_i$  і  $M_a$  – атомні маси іонів і атомів мішені (г/моль);  $E_i$  – енергія падаючих іонів (еВ);  $E_{суб}$  – енергія сублимації атомів мішені (еВ);  $\alpha$  – безрозмірний параметр, який залежить від  $M_a/M_i$ .

Залежність параметра  $\alpha$  від відношення  $M_a/M_i$  за нормального падіння пучка іонів показана на рис. 1.3.

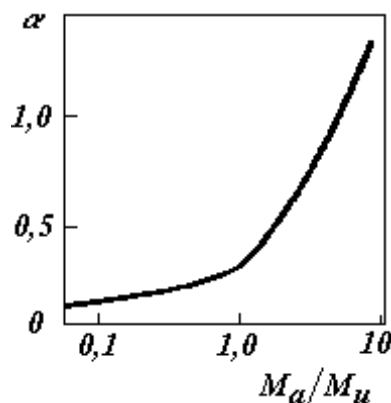


Рис. 1.3. Залежність коефіцієнта  $\alpha$  від відношення маси атома матеріалу  $M_a$ , що розпилюється, до маси іона  $M_i$ .

Оскільки енергія іонів при розпиленні в магнетронной системі при роботі на аргоні лежить в діапазоні 350...450 еВ, то при розрахунку коефіцієнта розпилення буде використовуватися вираз (1.11). Довідкові дані по характеристиках матеріалів, що розпилюються, приведені в табл. 1.2.

Розрахунки проводяться в зворотному порядку. Спочатку розраховується коефіцієнт розпилення і швидкість розпилення матеріалу мішені. Потім проводиться побудова контурного зображення розподілу товщини плівки, що напиляється, в залежності від радіусу пластини і відстані до випарника. Контурний графік представлений на рис. 1.4. Після цього розраховується розподіл товщини напиленої плівки по пластині і нерівномірність цього розподілу. З урахуванням виданого завдання проводиться оптимізація положення підкладкотримача з пластиною відносно мішені.

Таблиця 1.2.

Характеристики деяких матеріалів, необхідні для розрахунку

Матеріал	Атомний номер $Z$	Атомна маса $M$ г/моль	Енергія сублимації $E_{суб}$ , еВ	Густина $\rho$ , г/см <sup>3</sup>
Be	4	9	3,48	1,85
Mg	12	24,3	1,59	1,76
Al	13	27	3,26	2,7
Si	14	28	3,91	2,42
Ti	22	47,9	4,34	4,52
V	23	51	3,7	6,11
Cr	24	52	3,68	7,19
Mn	25	54,9	3,15	7,44
Fe	26	55,9	4,15	7,87
Ni	28	58,7	4,41	8,9
Cu	29	63,5	3,56	8,96
Ge	32	72,6	3,77	5,32
Nb	41	92,9	7,5	8,57
Mo	42	96	6,9	10,2
Ag	47	107,8	2,7	10,5
Ta	73	181	8,7	16,6
W	74	183	8,76	19,3
Pt	78	195	5,56	21,5
Au	79	197	3,92	19,32

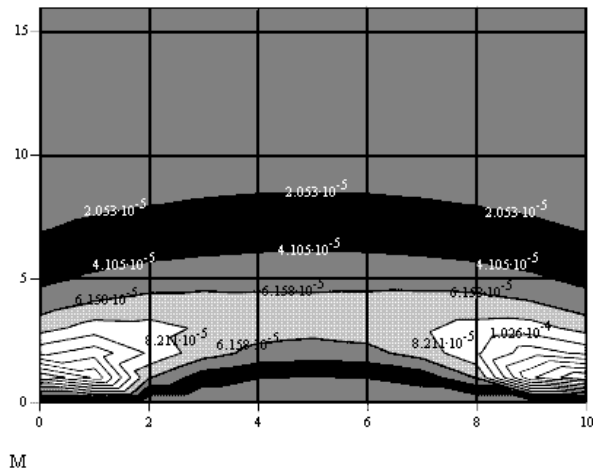


Рис. 1.4. Контурний графік розподілу товщини напилюваної плівки залежно від радіусу пластини і відстані до випарника.

### Порядок виконання роботи

1. Отримати завдання у викладача.
2. Вибрати з додатку 1 необхідні для розрахунку параметри.
3. Визначити коефіцієнт  $\alpha$  по графіку графічним способом. Для цього потрібно активувати графік клацанням миші і викликати функцію “Trace” з меню “Format”. Графік знаходиться в правій частині робочого столу.
4. Ввести вибрані параметри у відповідні комірки вхідних даних.
5. Отримати контурне зображення профілю розподілу напилюваної плівки залежно від радіусу пластини і відстані до випарника.
6. Визначити середню, максимальну і мінімальну товщину напиленої плівки по двовимірному графіку розподілу товщини плівки графічним способом. Ввести отримані дані у відповідні комірки і отримати значення нерівномірності товщини плівки по пластині.
7. Добитися необхідної нерівномірності товщини плівки, міняючи відстань до випарника ( $H$ ). Комірка завдання відстані до випарника  $H$  знаходиться перед двовимірним графіком розподілу товщини плівки.
8. Добитися необхідної середньої товщини напиленої плівки за допомогою параметра “час напилення”.

9. Занести в звіт всі вхідні дані, отримані результати і графік розподілу домішки.

### 1.3. Контрольні питання

1. Який ефект лежить в основі магнетронного розпилення матеріалів?
2. З яких основних елементів складається магнетронна система розпилення?
3. Від чого залежить швидкість розпилення матеріалу при іонному бомбардуванні?
4. Від яких параметрів залежить коефіцієнт розпилення в теорії Зігмунда?
5. Які допущення робляться при побудові моделі кільцевого випарника?

### Варіанти завдань

Варіанти завдань приведені в табл. 1.3.

Оптимізувати процес напилення матеріалу в магнетронній системі розпилення: визначити відстань від поверхні мішені, на якій можна отримати задану товщину напилюваної плівки з необхідною нерівномірністю при максимально можливій швидкості напилення.

Таблиця 1.3

### Варіанти завдань

№ варіанту	Матеріал	Діаметр пластини, мм	Радіус розпилення, см	Струм розряду, А	Товщина плівки, мкм	Нерівномірність, ±%
1	Al	100	5,5	6	1,0	5
2	Si	76	5	5	0,5	5
3	Cr	100	5,5	6	0,1	5
4	Cu	100	6,5	7	0,3	3
5	Ti	76	5	5,5	0,1	2
6	Mo	76	4,5	5	0,2	2

Примітка: 1. Робочий газ – Ar. 2. Ширина кільця розпилення – 0,5 см.

## Лабораторна робота №2

### Дослідження та моделювання процесів дифузії у технології мікроелектроніки

**Мета:** розрахувати характеристики розподілу заданої домішки в кремнії при одностадійній дифузії; визначити параметри двохстадійної дифузії тієї ж домішки в кремнії для отримання  $p-n$ -переходу на заданій глибині і потрібній її поверхневій концентрації.

### Теоретична частина

Дифузією називається перенесення атомів речовини (домішки), що обумовлене хаотичним тепловим рухом атомів, який виникає за наявності градієнта концентрації даної речовини, і направлений в бік зменшення цієї концентрації. За допомогою дифузії можна керувати типом провідності і концентрацією домішки в локальних областях напівпровідникової пластини, змінювати тим самим електричні властивості цих областей. Дифузія є детально вивченим методом легування і найбільш широко застосовується на практиці.

Дифузія використовується для введення в напівпровідник деякої заданої кількості легуючої домішки. Домішкові атоми можуть розташовуватися в кремнії у вузлах кристалічної ґратки, заміщаючи основні атоми, і між основними атомами (міжвузлові домішки). Відповідно і переміщення домішкових атомів може відбуватися за двома механізмами: вздовж дефектів кристалічної ґратки (вакансіям) і по міжвузлях. При високій температурі ( $\sim 1000^\circ\text{C}$ ) спостерігається активація процесу дифузії. При дифузії за першим механізмом після охолодження кристала вакансії зникають, а домішкові атоми, що займають вузли кристалічної ґратки, фіксуються. При дифузії за другим механізмом після охолодження кристала міжвузлові атоми можуть повернутися у вузли, заміщаючи основні атоми, і стати електрично активними.

Переміщення атомів речовини (домішки) в ґратці кристала відбувається скачками. Ці скачки відбуваються в трьох вимірах, і сумарний потік визначається статистичним усередненням за певний період часу. Механізм

стрибків полягає в наступному. Атоми в кристалі утворюють послідовність потенціальних бар'єрів (рис. 2.1, а), що перешкоджають переміщенню домішок. Висота потенціальних бар'єрів для більшості матеріалів має порядок 1 еВ, відстань між сусідніми потенціальними бар'єрами одного порядку з постійною ґратки, тобто лежить в інтервалі 0,10...3 нм. При накладанні електричного поля розподіл потенціалу має нахил, як це показано на рис. 2.1, б. Це полегшує переміщення позитивно заряджених частинок в напрямі поля і утрудняє їх рух проти поля.

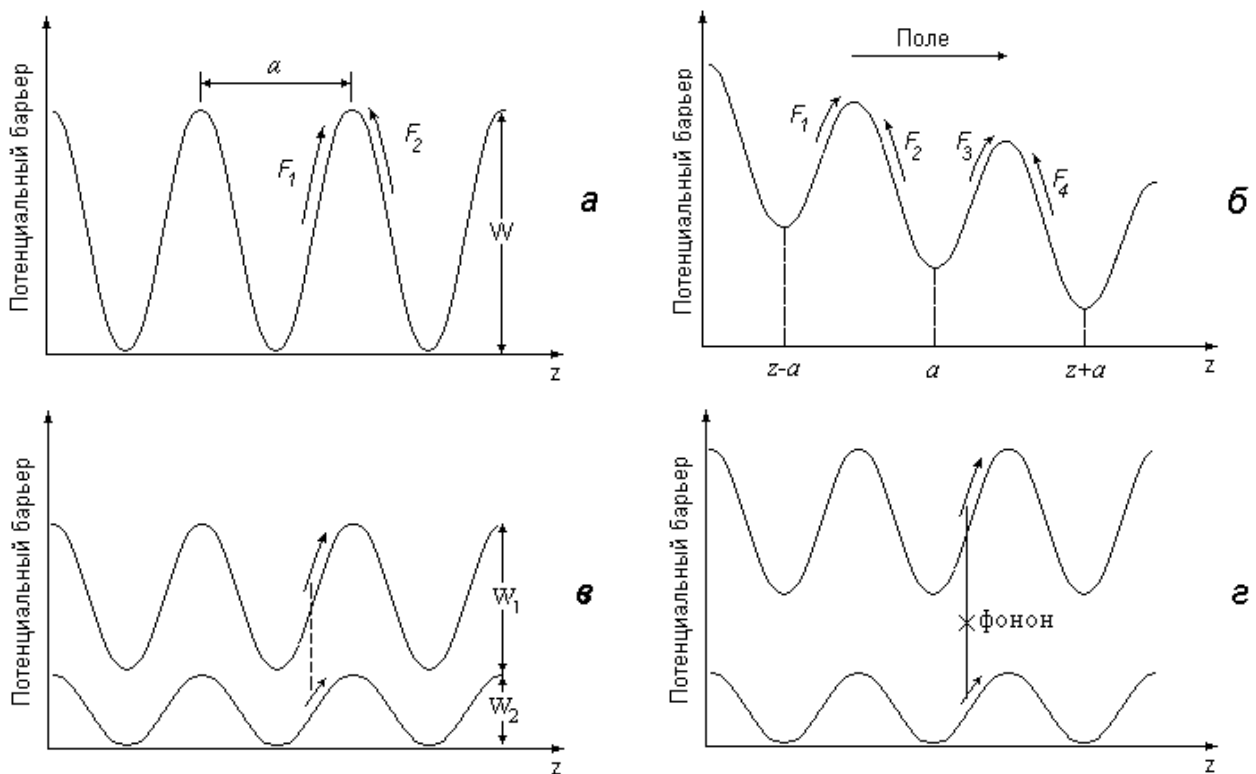


Рис. 2.1. Механізми дифузії:

а – термостимульована дифузія; б – дифузія, стимульована полем (електрична, механічних напруг); в – дифузія по двом каналам (дисоціативна, стимульована іонізацією); г – дифузія, стимульована вивільненням енергії (фотон, фонон).

Розрахуємо потік  $F$  в точці  $z$ . Цей потік буде рівний середньому значенню потоку в точках  $z-a/2$  і  $z+a/2$ , які, згідно рис. 2.1, б, відповідно рівні  $F_1-F_2$  і  $F_3-F_4$ .

Розглянемо складову  $F_1$ . Вона рівна добутку 1) густини домішок на одиницю площі в площині потенціальної ями при  $z-a$ , 2) ймовірності перескоку

будь-якої з цих домішок в яму з координатою  $z$ , 3) частоти стрибків  $\nu$ .  
Відповідно до цього можна записати:

$$F_1 = \left[ aC(z-a) \right] \cdot \exp \left[ -\frac{q}{kT} \left( W - \frac{aE}{2} \right) \right] \cdot \nu, \quad (2.1)$$

де  $aC(z-a)$  – густина частинок на одиницю площі, розташованих в ямі з координатою  $z-a$ ;  $\exp \left[ -\frac{q}{kT} \left( W - \frac{aE}{2} \right) \right]$  – експоненціальний член – ймовірність перескоку частинок з ями  $z-a$  в яму  $z$ .

Аналогічні формули можуть бути записані для потоків  $F_2$ ,  $F_3$  і  $F_4$ . Об'єднуючи отримані співвідношення для обчислення результуючого потоку  $F$  в точці  $z$ , в припущенні, що  $C(z \pm a)$  рівне  $C(z) \pm a(\partial C/\partial z)$ , отримуємо:

$$F(z) = - \left( \nu a^2 e^{-\frac{qW}{kT}} \right) \frac{\partial C}{\partial z} \cdot ch \frac{qaE}{2kT} + \left( 2\nu a e^{-\frac{qW}{kT}} \right) C \cdot sh \frac{qaE}{2kT}. \quad (2.2)$$

Частинний граничний випадок цього співвідношення, що має важливе практичне значення, отримується для відносно малого електричного поля, коли  $E \ll kT/qa$  (рис. 2.1, а). В цьому випадку, використовуючи розклад функцій  $ch$  і  $sh$  в ряд і вважаючи  $ch z = 1$  і  $sh z = z$  при  $z \rightarrow 0$ , отримуємо вираз для граничного потоку позитивно заряджених частинок:

$$F(z) = -D \frac{\partial C}{\partial z} + \mu EC, \quad (2.3)$$

де

$$D = \nu a^2 e^{-\frac{qW}{kT}}, \quad (2.4)$$

$$\mu = \frac{\nu a^2 e^{-\frac{qW}{kT}}}{kT/q}. \quad (2.5)$$

Як впливає з формул (2.4) і (2.5), коефіцієнт дифузії  $D$  і рухливість  $\mu$  пов'язані між собою добре відомим співвідношенням Ейнштейна:

$$D = \frac{kT}{q} \mu. \quad (2.6)$$

Складову повного потоку, пропорційну градієнту концентрації, прийнято називати дифузійним членом, а складову, пропорційну концентрації, –



дрейфовим. На підставі формули (2.3) отримуються рівняння Фіка, що описують процес дифузії:

для позитивних зарядів

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} - \mu_+ E \frac{\partial C}{\partial z}, \quad (2.7)$$

для негативних зарядів

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} - \mu_- E \frac{\partial C}{\partial z}. \quad (2.8)$$

Дифузія має міжвузловий характер, коли атоми в кристалічній ґратці переміщуються з одного міжвузлового стану в сусідній з ним. Дифузія домішок заміщення, тобто домішкових атомів, що займають місця у вузлах кристалічної ґратки, зазвичай відбувається за рахунок перескоку домішок на місце вакансій. В цьому випадку енергія активації включає енергію, необхідну для утворення вакансії, і енергію, потрібну для переміщення домішки. Зазвичай дифузія через міжвузля є швидшим процесом в порівнянні з дифузією домішок заміщення.

В деяких кристалах енергія атома, що є атомом заміщення, має приблизно однакове значення, коли атом знаходиться у вузлі чи міжвузлі. В цьому випадку можливий ще один механізм дифузії, так званий дисоціативний. Згідно цього механізму, атом заміщення, збуджуючись, займає міжвузлове положення, і на його місці з'являється вакансія. Після цього міжвузловий атом дифундує доти, поки не зустрине іншу вакансію, де він знову стає атомом заміщення. При цьому дифузійні рівняння в одновимірному наближенні приймають вигляд:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = D_s \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} - R_s + Q_I, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} = D_I \frac{\partial^2 I}{\partial z^2} - R_s - Q_I, \quad (2.10)$$

де  $S$  – концентрація атомів заміщення;  $I$  – концентрація міжвузлових атомів;  $R_s$  – швидкість убування атомів заміщення;  $Q_I$  – швидкість убування атомів в міжвузлях.

До тих пір, поки не виконується умова  $R_S = Q_I$  (обмін між вакансіями і міжвузлями знаходиться в рівноважному стані), дифузія не підкоряється закону Фіка. Існує декілька систем домішка-кристал, в яких закон Фіка не виконується.

Окрім нормального термоактивуючого процесу дифузії існують дифузійні механізми, що стимулюються опроміненням. Бомбардування частинок викликає іонізацію і зсув атомів, що може поліпшити умови дифузії. Якщо енергія атомів віддачі достатня для утворення вакансій і міжвузлових атомів, то ці дефекти також прискорюють дифузійний процес. Через вакансії і міжвузля в кристалі можуть здійснюватися один і більше дифузійних механізмів, тому для повного опису дифузійного процесу потрібно декілька пар рівнянь, аналогічних тим, які використовуються для опису дисоціативного механізму. Крім того, часто процеси, які відповідають додатковим членам в рівняннях, не знаходяться в термічно рівноважному стані, тому дифузія не підкоряється закону Фіка.

Дифузія може виникати під дією електричного поля, тиску і т.п. Такий механізм показаний на рис. 2.1, б. За наявності градієнта потенціалу подолання дифундуючими частинками потенціальних бар'єрів викликає направлений дрейфовий потік. Цей вид дифузії має місце, як правило, на поверхні. Так, наприклад електронна емісія, стимульована опроміненням частинок, з поверхні матеріалу, що володіє низькою провідністю, створює електричне поле, а випаровування одного з компонентів сплаву приводить до виникнення на поверхні поля механічних напруг. Стимулювання дифузії може відбуватися також за рахунок передачі енергії дифундуючим атомам при зіткненні їх з високоенергетичними частинками.

Дифузія, стимульована іонізацією, виникає, коли дифундуючі частинки мають зарядові стани, в одному з яких потенціальний бар'єр при міграції менший, ніж в іншому. На рис. 2.1, в показана зміна потенціальної енергії по координаті в кристалі, де існує можливість дифузії по двох каналах відповідно до зарядового стану частинки.

Для дифузійного механізму, стимульованого вивільненням енергії, можна розглянути декілька різних випадків. Виникнення електронно-діркової пари в

кристалі із забороненою зоною еквівалентно тимчасовому накопиченню енергії, оскільки енергія електрона вища, ніж енергія дірки. Рекомбінація електрона і дірки приводить до вивільнення енергії, яка може стимулювати дифузію, особливо якщо акт рекомбінації відбувається в місці розташування дифундуючих частинок, як показано на рис. 2.1, г. Звичайно, якщо в результаті вивільнення енергії з'являється фонон, то він може покинути окіл дифундуючої частинки, не даючи внеску в стимулювання процесу дифузії. Цей механізм вивільнення енергії часто спостерігається в складних напівпровідниках груп III-V.

**При дифузії з поверхневого джерела нескінченної потужності**, що забезпечує постійність поверхневої концентрації  $C_0$  початкові і граничні умови для розв'язання диференціального рівняння дифузії мають вигляд:

$$\begin{aligned} C_{z,t} &= 0 & \text{при } t = 0, \\ C_{0,t} &= C_0 & \text{при } t = 0 \text{ і } z = 0. \end{aligned}$$

За цих умов розподіл концентрації домішки за глибиною дифузійного шару у момент часу  $t$  описується виразом:

$$C_{z,t} = C_0 \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{Dt}}. \quad (2.11)$$

У разі двохстадійної дифузії в слабологований напівпровідник однієї і тієї ж домішки розподіл має вигляд:

$$C_{z,t} = C_{01} \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{D_1 t_1 + D_2 t_2}} + (C_{02} - C_{01}) \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{D_2 t_2}}. \quad (2.12)$$

де  $C_{01}, D_1, t_1$  і  $C_{02}, D_2, t_2$  відносяться відповідно до першої і другої стадій дифузії.

При одностадійній дифузії домішки в напівпровідник з протилежним типом провідності, тобто при формуванні  $p$ - $n$ -переходу, положення  $p$ - $n$ -переходу визначається точкою інверсії типу провідності:

$$\operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{Dt}} = \frac{C_B}{C_0}. \quad (2.13)$$

де  $C_B$  – концентрація домішки в вихідному напівпровіднику.

**При дифузії із поверхневого джерела обмеженої потужності**, якщо в початковий момент процесу легуюча домішка зосереджена на поверхні

напівпровідника в зникаюче тонкому шарі, її концентрація рівна  $Q$ , а її притік ззовні відсутній, то початкові і граничні умови можна записати таким чином:

$$\begin{aligned} &\text{при } t = 0 \quad \text{і } z > 0 \quad C_{x,t} = 0; \\ &\text{при } t > 0 \quad \text{і } z \rightarrow 0 \quad C_{x,t} = 0; \\ &\text{при } z = 0 \quad \text{і } 0 \leq t \leq \infty \quad \frac{dC}{dz} = 0; \\ &\text{при } 0 \leq t \leq \infty \quad \int_0^{\infty} C_{x,t} dx = Q. \end{aligned}$$

В цьому випадку при розв'язанні рівняння дифузії розподіл концентрації домішки отримується у вигляді функції Гауса:

$$C_{z,t} = C_0 \exp\left(-\frac{z^2}{4Dt}\right), \quad (2.13)$$

$$C_0 = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}}. \quad (2.14)$$

При дифузії домішки із поверхневого джерела обмеженої потужності в напівпровідник з протилежним типом провідності, положення  $p$ - $n$ -переходу можна розрахувати за наступним виразом:

$$z_j = 2\sqrt{Dt} \sqrt{\ln \frac{C_0}{C_B}}. \quad (2.16)$$

Температурна залежність коефіцієнта дифузії має вигляд:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (2.17)$$

де  $D_0$  – стала, чисельно рівна коефіцієнту дифузії при нескінченно великій температурі ( $\text{см}^2/\text{с}$ );  $\Delta E$  – енергія активації дифузії (eВ).

Значення цих величин для деяких домішок в кремнії приведені в табл. 2.1.

При виконанні роботи слід врахувати одну обставину: розчинність домішок в кремнії має межу. Тому при проведенні дифузії максимальна поверхнева концентрація домішки  $C_0$  не може перевищувати її максимальну розчинність в кремнії. Зазвичай вважають, що якщо при температурі дифузії є надлишок домішки, то поверхнева концентрація домішки рівна її максимальній

розчинності. Дані по максимальній розчинності домішок в кремнії представлені в табл. 2.2.

Таблиця 2.1

Коефіцієнти дифузії і енергії активації для деяких домішок в кремнії

Акцептори			Донори		
Елемент	$D_0, \text{см}^2/\text{с}$	$E_a, \text{еВ}$	Елемент	$D_0, \text{см}^2/\text{с}$	$E_a, \text{еВ}$
B	5,1	3,7	P	3,85	3,66
Al	1,385	3,39	As	24	4,08
In	0,785	3,63	Sb	12,9	3,98
Ga	0,374	3,41	Bi	1,08	3,85

Таблиця 2.2

Максимальна розчинність деяких домішок в кремнії

Елемент	Максимальна розчинність, ат/см <sup>3</sup>	Температура максимальної розчинності, °С
Al	$2 \cdot 10^{19}$	1150
B	$4 \cdot 10^{20}$	1200
Bi	$8 \cdot 10^{17}$	1300
Ga	$4 \cdot 10^{19}$	1250
In	$10^{19}$	1300
As	$2 \cdot 10^{21}$	1150
Sb	$8 \cdot 10^{19}$	1300
P	$1,3 \cdot 10^{21}$	1150

### Порядок виконання роботи

1. Отримати завдання у викладача.
2. Вибрати з додатку 2 необхідні для розрахунку параметри.
3. Ввести у відповідні комірки необхідні для розрахунку константи.
4. Отримати графік залежності коефіцієнта дифузії від температури, розрахувати коефіцієнт дифузії домішки для заданої температури.
5. Вибрати розділ програми для вигляду джерела дифузії відповідно до завдання.
6. Отримати графік розподілу концентрації домішки в напівпровіднику.
7. Розрахувати глибину залягання  $p$ - $n$ -переходу.
8. Внести до звіту вхідні дані, отримані результати, включаючи графіки.

## Контрольні питання

1. Що таке дифузія і для чого вона застосовується?
2. Як відбувається переміщення атомів домішки в ґратці кристалу?
3. Що таке коефіцієнт дифузії і від яких параметрів він залежить?
4. Як виглядає розподіл концентрації домішки по глибині при дифузії з джерела нескінченної потужності?
5. Як виглядає розподіл концентрації домішки по глибині при дифузії з джерела обмеженої потужності?

## Варіанти завдань

Варіанти завдань приведені в табл. 2.3.

1. Розрахувати характеристики розподілу заданої домішки в кремнії при одностадійній дифузії з джерела нескінченної потужності (домішка 1).
2. Визначити параметри двохстадійної дифузії тієї ж домішки в кремнії для отримання  $p-n$ -переходу на заданій глибині і потрібній її поверхневій концентрації (домішки 1 і 2).

Таблиця 2.3

№ в-ту	Домішка	Температура дифузії, °С	Час дифузії, с	Глибина $p-n$ переходу, мкм	Поверхнева концентрація домішки, $\text{см}^{-3}$		
					1	2	у вихідному кремнії
1	P	1200	600	1	$10^{21}$	$10^{20}$	$10^{15}$
2	In	1100	1200	0,8	$10^{18}$	$10^{17}$	$10^{15}$
3	B	1100	600	1,5	$10^{21}$	$10^{20}$	$10^{16}$
4	Sb	1200	600	1	$10^{19}$	$10^{18}$	$10^{15}$
5	As	1200	1000	1,5	$10^{20}$	$10^{19}$	$10^{17}$
6	Ga	1200	1200	2	$10^{18}$	$10^{17}$	$10^{15}$

## Лабораторна робота №3

### Формування вертикального біполярного транзистора з використанням роздільної дифузії

**Мета:** розглянути особливості формування вертикального біполярного транзистора за допомогою методу дифузії; сформувати біполярний транзистор з необхідною шириною бази та емітера, використовуючи роздільну дифузію заданих домішок.

#### Теоретична частина

При формуванні структури біполярного транзистора необхідно створити два  $p-n$ -переходи. Схема дискретного вертикального біполярного транзистора, сформованого за стандартною планарною технологією, показана на рис. 3.1. Такий транзистор можна сформувати, наприклад, якщо в кремній ввести спочатку акцепторну домішку, а потім донорну домішку.

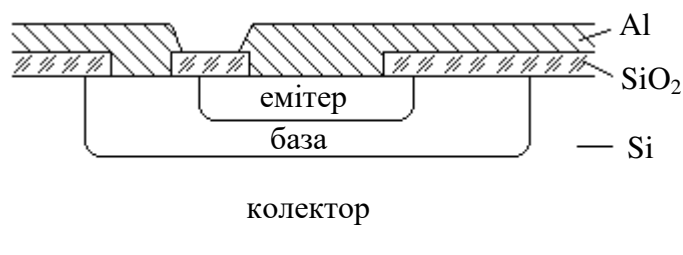


Рис. 3.1. Схема біполярного транзистора, сформованого за стандартною планарною технологією.

Оскільки донорні і акцепторні домішки дифундують в напівпровідник з різними швидкостями, можна, створивши належну поверхневу концентрацію цих елементів, отримати електронно-діркову структуру шляхом одночасної дифузії обох елементів з парової фази. Так, в германії при однаковій температурі донорні домішки мають більші коефіцієнти дифузії, ніж акцепторні домішки з того ж ряду періодичної системи. Наприклад, коефіцієнт дифузії миш'яку при  $845^{\circ}\text{C}$  рівний  $4 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2/\text{с}$ , а індію –  $4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}$ . Тому при одночасній дифузії миш'яку та індію в германій діркової провідності з необхідним питомим опором отримуються  $p-n-p$ -структури.

Для отримання дифузійних переходів в кремнії, поряд з методом одночасної дифузії домішок, наприклад, із сполук III–V груп, застосовують метод послідовної дифузії донорних і акцепторних домішок або їх сплавів чи сполук, особливо оксидів.

Перший метод, хоч і відрізняється простотою, не допускає роздільного регулювання концентрації домішок або температури. Тому зазвичай віддають перевагу другому методу, що допускає роздільне регулювання концентрації і температури. Спочатку в напівпровідник вводять повільно дифундуючу домішку (донор), так як в іншому разі буде важко керувати розподілом швидкодифундуючої домішки (акцептора). Для кращого контролю процесу потрібно, щоб обидва домішкові елементи були присутні в напівпровіднику тільки під час другої дифузії. У тому випадку, коли можна задавати концентрації незалежно від температури, проведення обох дифузійних циклів при різних температурах забезпечує велику гнучкість процесу. Навіть коли коефіцієнти дифузії донора і акцептора однакові, то можна керувати процесом шляхом різної тривалості першого і другого циклу.

Як уже згадувалося, у разі багатокомпонентних систем вважають, що кожна домішка дифундує незалежно одна від одної. Це узгоджується з дослідними даними. Щоб показати співвідношення між концентраціями домішок в напівпровіднику при різних коефіцієнтах їх дифузії і поверхневих концентраціях, розглянемо одночасну дифузю двох домішок при постійних поверхневих концентраціях  $C_S$ . Розподіл домішок для цього випадку показаний на рис. 3.2. Концентрація донора представлена кривою  $C_D$ . Припускається, що донор є більш розчинним і менш рухомим, ніж акцептор (крива  $C_A$ ). Пряма  $C_0$  відповідає постійній концентрації донора у вихідному напівпровіднику. Перший  $p$ - $n$ -перехід  $b_1$  виникає, коли крива, що відповідає сумарній концентрації донора  $C_D + C_0$ , перетне акцепторну криву, а другий перехід  $b_2$ , коли крива  $C_A$  перетне пряму  $C_0$ . Залежність різниці концентрацій  $C_D - C_A$  від відстані показана для цього випадку на рис. 3.2, а. Нахил кривої  $C_D - C_A = f(x)$  в  $p$ -області або в базовій області характеризує внутрішнє електричне поле, що



виникає в базовій області транзистора. Це поле прискорює переміщення електронів до переходу  $b_2$  в тій частині базової області, яка лежить правіше за мінімум на кривій; наявність такого поля є однією з важливих переваг дифузійних структур. Гальмуюче поле, яке є в лівій половині базової області, повинне бути якомога меншим.

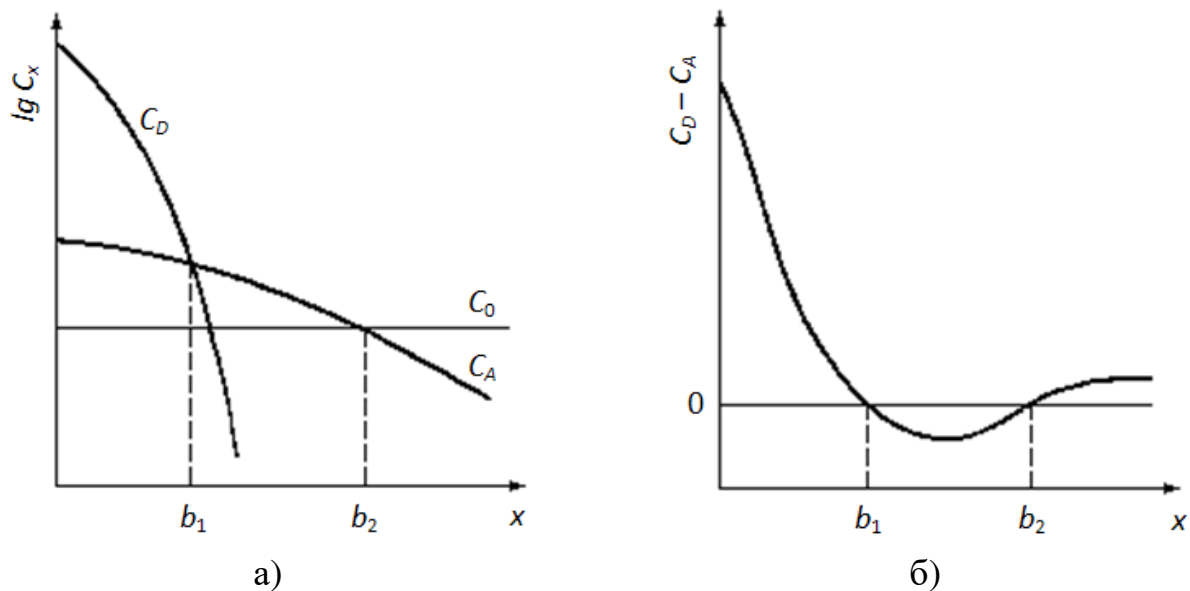


Рис. 3.2 Розподіл домішок при одночасній дифузії донора  $C_D$  і акцептора  $C_A$  в напівпровідник з початковою концентрацією донора  $C_0$  (а) і залежність різниці концентрацій  $C_D - C_A$  від глибини (б):  $p$ - $n$ -переходи виникають на глибині  $b_1$  і  $b_2$  від поверхні.

Базову дифузію зазвичай здійснюють в дві стадії: перша стадія – стадія загонки, друга стадія – стадія розгонки. Стадію загонки проводять протягом короткого часу, при цьому кількість домішки строго регламентується. Розподіл концентрації домішки описується  $erfc$ -функцією:

$$C(x) = C_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt_1}}. \quad (3.1)$$

Концентрація домішкових атомів, введених під час першої стадії описується виразом:

$$Q = C_0 \sqrt{\pi D_1 t_1}, \quad (3.2)$$

де  $Q$  – поверхнева концентрація введеної домішки,  $C_0$  – поверхнева концентрація домішки при загонці,  $D_1$  – коефіцієнт дифузії домішки,  $t_1$  – час загонки домішки.

Другу стадію проводять більш тривалий час, а розподіл домішки при цьому підкоряється експоненціальному розподілу:

$$C(x) = \frac{Q}{\sqrt{\pi D_2 t_2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4 D_2 t_2}\right), \quad (3.3)$$

де  $D_2$  – коефіцієнт дифузії домішки при розгоні;  $t_2$  – час розгону домішки.

Глибина залягання  $p$ – $n$ -переходу розраховується за допомогою виразу:

$$X_i = 2\sqrt{D_2 t_2} \sqrt{\ln\left(\frac{Q}{\sqrt{\pi D_2 t_2} C_s}\right)}, \quad (3.4)$$

де  $C_s$  – концентрація домішки в початковому напівпровіднику.

Дифузійну емітерної області зазвичай проводять з джерела з постійною поверхневою концентрацією, тому розподіл домішки описується  $erfc$ -функцією:

$$C_2(x) = C_0 \operatorname{erfc}\frac{x}{2\sqrt{D_3 t_3}}, \quad (3.5)$$

де  $D_3$  – коефіцієнт дифузії емітерної домішки,  $t_3$  – час дифузії емітерної домішки.

Глибина залягання емітерного  $p$ – $n$ -переходу визначається точкою інверсії типу провідності. Для розрахунку глибини залягання  $p$ – $n$ -переходу необхідно розв'язати рівняння

$$C_2(x) + C_s = C_1(x). \quad (3.6)$$

Точний розрахунок в аналітичному вигляді досить складний, тому в роботі глибина залягання  $p$ – $n$ -переходу обчислюється чисельним методом.

Одним з важливих параметрів біполярного транзистора є максимальна концентрація домішки в базі і глибина її залягання. Ці параметри розраховуються також чисельним методом.

При розрахунку розподілу концентрації базової домішки і визначенні положення  $p$ - $n$ -переходів необхідно врахувати перерозподіл домішки в базовій області при дифузії емітерної домішки. При багатократній дії на напівпровідник підвищеної температури в розрахунку використовується ефективне значення добутку  $D t$ :

$$D t_{ef} = D_1 t_1 + D_2 t_2 + D_3 t_3. \quad (3.7)$$

Як і в лабораторній роботі №2 при проведенні дифузії слід врахувати, що максимальна поверхнева концентрація легуючої домішки не може перевищувати її максимальну розчинність в кремнії. Розподіл концентрації домішок після проведення всіх стадій дифузії показаний на рис. 3.3.

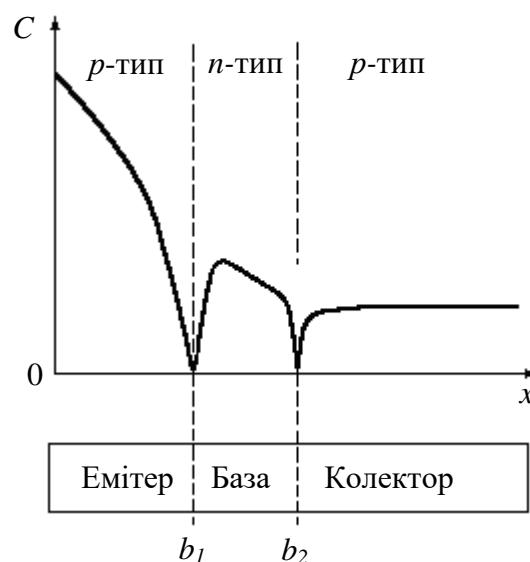


Рис. 3.3. Розподіл концентрації домішок в  $p$ - $n$ - $p$ -транзисторі.

### Порядок виконання роботи

1. Отримати завдання у викладача.
2. Вибрати з додатку 2 необхідні для розрахунку параметри.
3. Підібрати параметри стадій загонки і розгонки бору, необхідні для формування бази транзистора. Отримати необхідну глибину залягання колекторного  $p$ - $n$ -переходу.

4. Підібрати параметри стадії дифузії миш'яку: необхідно отримати необхідну глибину залягання базового  $p-n$ -переходу і необхідну поверхневу концентрацію в емітерній області.

5. Уточнити глибину залягання колекторного  $p-n$ -переходу (він може зміститися).

6. Розрахувати максимальну концентрацію домішки в базі і глибину її залягання.

7. Занести в звіт всі вхідні дані, отримані результати і графік розподілу домішок.

### Контрольні питання

1. Які домішки є донорами, а які акцепторами в кремнії?
2. Як сформувати біполярний транзистор за допомогою дифузії домішок?
3. Чим визначається положення  $p-n$ -переходів в біполярному транзисторі?
4. Як виглядає розподіл концентрації домішок в біполярному транзисторі?

### Варіанти завдань

Сформувати біполярний транзистор з необхідною шириною бази та емітера, використовуючи роздільну дифузію заданих домішок (табл. 3.1).

Таблиця 3.1

№ варіанту	Домішка		Концентрація домішки, $\text{см}^{-3}$		Ширина, мкм	
	базова	емітерна	максимальна в емітері	у вихідному кремнії	бази	емітера
1	B	P	$10^{21}$	$10^{15}$	1,5	1
2	P	B	$5 \cdot 10^{20}$	$10^{16}$	1,5	1
3	B	As	$5 \cdot 10^{20}$	$10^{16}$	0,5	1,5
4	As	B	$10^{21}$	$10^{17}$	0,5	1
5	B	Sb	$8 \cdot 10^{19}$	$10^{16}$	1	1
6	Sb	B	$5 \cdot 10^{19}$	$10^{15}$	1,5	0,5

## Лабораторна робота №4

### Використання процесів іонної імплантації в технологіях мікроелектроніки

**Мета:** розглянути основні закономірності проведення імплантаційних процесів в інтегральній електроніці; провести розрахунки характеристик уповільнення іонів при імплантації та параметри розподілу заданої домішки в кремнії, використовуючи симетричний розподіл Гаусса.

### Теоретична частина

При іонній імплантації заряджені частинки іонного пучка впроваджуються в тверде тіло, змінюючи різні його властивості. При впровадженні в ґратку твердого тіла іони втрачають свою енергію, як внаслідок непружних, так і пружних зіткнень. Непружними зіткненнями вважаються такі, в результаті яких частина енергії іона втрачається на збудження або іонізацію атома мішені (взаємодія з електронами ґратки). Енергія при пружних зіткненнях передається ядрам атомів мішені. Крім того, внесок в енергетичні втрати дає обмін зарядами між іоном і атомом мішені.

Якщо енергія, надана атому при пружному зіткненні, перевищує енергію зв'язку атомів в твердому тілі, то атом покидає вузол. У результаті утворюється пара Френкеля – вакансія + міжвузловий атом. Атоми, що знаходяться в поверхневому шарі, отримавши енергію іона, можуть відриватися від кристала – відбувається процес розпилювання і утворюється вакансія – дефект Шотткі. Енергія первинно зміщеного атома, який називається атомом віддачі, порівняно велика, тому на шляху свого руху атом віддачі утворює цілий ряд каскад зсувів, унаслідок чого в кристалі виникають окремі розвпорядковані зони розміром  $3 \div 10$  нм. По мірі імплантації іонів йде накопичення радіаційних дефектів. Коли густина іонів, впроваджених на одиниці поверхні, перевершує критичну величину, яка називається дозою аморфізації, утворюється суцільний аморфний шар.

Впроваджений іон може потрапити у вакантний вузол, ставши донором або акцептором, але ймовірність заміщення вузлів мала. Більшість впроваджених іонів знаходяться в міжвузлях, де вони не є електрично

активними. Для переводу їх у вузли і відновлення кристалічної структури напівпровідника проводять відпал. В процесі відпалу відбувається розпад і анігіляція радіаційних дефектів, а впроваджені домішки займають вакантні вузли, внаслідок чого утворюється шар  $p$ - або  $n$ - типу провідності.

У спрощеній класичній моделі ЛШШ (Лінхарда-Шарфа-Шиотта) для ізотропної або аморфної напівнескінченної мішені приймається, що розсіювання іонів в мішені носить випадковий характер, а розподіл їх пробігів описується функцією Гауса.

Повний пробіг іона з початковою енергією  $E_0$  описується формулою

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_n + S_e}, \quad (4.1)$$

де  $S_n$  – поперечний переріз ядерного гальмування (ядерна гальмівна здатність);  $S_e$  – поперечний переріз електронного гальмування (електронна гальмівна здатність).

З достатньо хорошим наближенням переріз ядерного гальмування описується виразом

$$S_n = 0,278 \frac{Z_1 Z_2}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \cdot \frac{M_1}{M_1 + M_2} \cdot N = \frac{1}{2k}. \quad (4.2)$$

де  $Z$  – заряд ядра;  $M$  – атомна маса (індекси 1 і 2 відносяться відповідно до іона і атома мішені);  $N$  – власна концентрація атомів речовини;  $k$  – коефіцієнт ядерної уповільнюючої здатності.

Як видно з формули (4.2), уповільнююча здатність речовини не залежить від енергії.

Поперечний переріз електронного гальмування відповідно до моделі ЛШШ

$$S_e = 3,28 \cdot 10^{-3} \frac{Z_1 + Z_2}{\sqrt{M_1}} \cdot N \sqrt{E} = k_1 \sqrt{E}, \quad (4.3)$$

де  $k_1$  – коефіцієнт електронної уповільнюючої здатності.

При обчисленні довжини пробігу іона прийнято припускати, що втрати енергії на ядерні і електронні взаємодії не пов'язані один з одним. Тоді вираз (3.1) може проінтегрувати, внаслідок чого отримуємо:

$$R = 2 \frac{\sqrt{E}}{k_1} - \frac{1}{k \cdot k_1^2} \ln(1 + 2k \cdot k_1 \sqrt{E}). \quad (4.4)$$

Траєкторія впроваджуваного атома до повної зупинки є ламаною лінією. Повна відстань, на яку він проникає в кристал, називається повним пробігом. Повний пробіг  $R$  характеризується подовжнім розподілом  $\Delta R$ . З погляду практичного використання важливе значення має не повний пробіг, а проекція пробігу (проективний пробіг)  $R_p$ , тобто пробіг у напрямі первинної траєкторії руху іона. Проекція пробігу  $R_p$  характеризується подовжнім розподілом  $\Delta R_p$  і поперечним розподілом  $\Delta R_T$  щодо повного пробігу. Між повним пробігом  $R$  і проекцією пробігу  $R_p$  існує наближене співвідношення:

$$R_p = \frac{R}{1 + \frac{1}{3\mu}}, \quad (4.5)$$

де  $\mu = \frac{M_1}{M_2}$ .

Середнє квадратичне відхилення пробігу (дисперсія)

$$\frac{\Delta R_p^2}{R_p^2} \approx \frac{\Delta R^2}{R^2} = \frac{2}{3} \cdot \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2}. \quad (3.6)$$

Інтервал  $R_p \pm 3\Delta R_p$  включає 99,7% упроваджених іонів. Необхідні для розрахунку відомості по проективному пробігу і його дисперсії для деяких елементів в кремнії приведені в табл. 4.1.

Енергія опромінювання визначається різницею потенціалів, під дією якої іони прискорюються. Вона рівна

$$E_0 = qU = enU. \quad (4.7)$$

На практиці прийнято виражати енергію в еВ або кеВ.

Доза опромінювання  $D$  (мкКл/см<sup>2</sup>)

$$D = enQ = jt, \quad (4.8)$$

де  $e$  – одиничний заряд ( $1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл),  $n$  – кратність заряду іона,  $Q$  – поверхнева густина впроваджених іонів ( $1/\text{см}^2$ ),  $j$  – густина іонного струму ( $\text{мкА}/\text{см}^2$ ),  $t$  – тривалість опромінювання (с).

Таблиця 4.1

Проективний пробіг і дисперсія проективного пробігу деяких елементів в кремнії, нм

Елемент		E, кеВ									
		20	40	60	80	100	120	140	160	180	200
В	$R_p$	78,4	161	243,8	323,8	397,7	468,8	537,4	603	665,4	725,3
	$\Delta R_p$	32,1	53,8	70,8	83,9	93,9	102,5	109,8	116	121,3	125,9
Р	$R_p$	26	49	73,2	98	123,3	149,1	175,2	201,4	227,7	253,8
	$\Delta R_p$	9,4	16,4	23,1	29,5	35,4	41,1	46,6	51,8	56,6	61
As	$R_p$	15,9	27,1	37,7	48,1	58,4	68,6	78,9	89,1	99,5	110,1
	$\Delta R_p$	3,7	6,2	8,4	10,5	12,5	14,5	16,3	18,2	20	21,9
Sb	$R_p$	14	22,9	30,8	38,4	45,7	52,8	59,9	66,9	73,9	80,9
	$\Delta R_p$	2,4	3,8	5,1	6,3	7,4	8,4	9,5	10,5	11,5	12,5

На практиці поширено вимірювання густини іонного струму.

Максимальна концентрація домішки  $C_{\max}$ , яка відповідає проекції пробігу  $R_p$ , рівна

$$C_{\max} = \frac{D}{\sqrt{2\pi en \Delta R_p}}. \quad (4.9)$$

Розподіл концентрації домішки в напівпровіднику з початковою концентрацією  $C_B$ , який легований іонним впровадженням

$$C_x = \frac{Q}{\sqrt{2\pi \Delta R_p}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - R_p}{\Delta R_p} \right)^2 \right] \pm C_B. \quad (4.10)$$

Глибина залягання  $p$ - $n$ -переходу за умови повної активації домішки визначається інверсією типу провідності, тобто рівністю  $C_x = C_B$ :

$$x_j = R_p \pm \Delta R_p \sqrt{2 \ln \frac{Q}{\sqrt{2\pi \Delta R_p} C_B}}. \quad (4.11)$$

При взятті кореня слід враховувати обидва знаки. Оскільки максимум розподілу залягає в об'ємі напівпровідника, то можлива одночасне утворення двох  $p$ - $n$ -переходів, розділених базовим шаром.



Найбільш старим описом профілю впровадженої домішки, згідно класичної теорії ЛШШ, є симетрична гауссіана. Проте вже ранні експериментальні дослідження показали, що даний опис є істотно неадекватним експериментально знятим профілям для більшості іонів, як в кремнії, так і в інших напівпровідниках. Було знайдено, що профілі більшості впроваджених іонів асиметричні в аморфних і кристалічних мішенях, причому асиметрію можна відобразити введенням третього центрального моменту розподілу  $\sigma_2$  до двох колишнім  $\sigma_1$ ,  $R_p$  (рис. 4.1, а, б). Більшість експериментальних даних по розподілах іонів фосфору, миш'яку, сурми добре апроксимується теоретичними розрахунками з використанням третього центрального моменту в розподілі типу “здвоєна гауссіана” – гауссіани з різними дисперсіями на лівому і правому плечах розподілу (рис. 4.1, б).

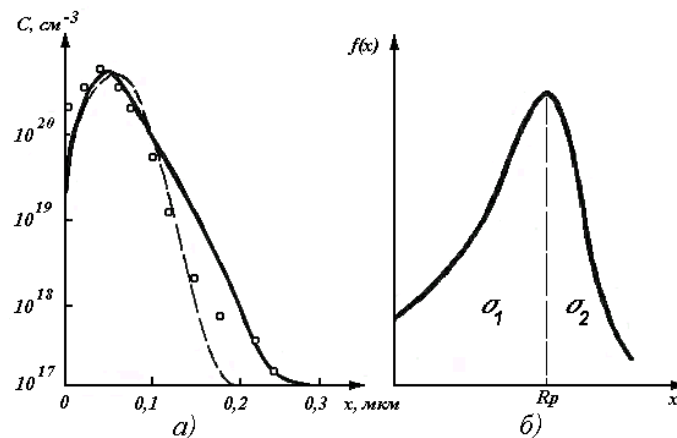


Рис. 4.1. Моделі іонного легування миш'яком з енергією 150 кеВ, дозою  $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  через  $\text{SiO}_2$  товщиною 50 нм (а); розподіл типу “здвоєна гауссіана” (б);  $\circ$  – експеримент; — - розподіл PEARSON; - - - - розподіл Гауса.

Таким чином, в даному методі моделювання профіль впровадженої домішки задається аналітично за допомогою формули

$$C_x = \frac{Q \cdot f(x)}{\int_0^{\infty} f(x) dx}, \quad (4.12)$$

де  $f(x)$  – функція розподілу домішки.

Функція розподілу для фосфору, миш'яку, сурми має вид здвоєної напівгауссіани:

$$f(x) = \begin{cases} \exp\left[-\frac{(x-R_p)^2}{2\sigma_1}\right], & x \leq R_p; \\ \exp\left[-\frac{(x-R_p)^2}{2\sigma_2}\right], & x > R_p. \end{cases} \quad (4.13)$$

Значення коефіцієнтів  $R_p$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  приведені в табл. 4.2.

Таблиця 4.2

Параметри асиметричного розподілу в кремнії імплантованих іонів фосфору, миш'яку, сурми

Домішка		E, кеВ									
		20	40	60	80	100	200	400	600	800	1000
$R_p$ , нм	P	21,8	44,34	68,94	94,95	122	263,6	545,7	810	1060	1295
	As	19,00	31,60	44,32	35,25	72,8	134,7	253,2	344,7	484,6	609,2
	Sb	12,36	20,67	27,84	-	41,45	174,1	140,5	210,7	284,3	360,3
$\sigma_1$ , нм	P	7,343	15,66	24,7	34	43,35	87,54	161	220	270	316,5
	As	9,11	14,44	19,86	25,48	31,50	55,08	86,96	96,55	133,5	157,3
	Sb	2,07	4,21	5,622	-	8,53	15,55	29,83	45,33	61,43	77,53
$\sigma_2$ , нм	P	15,6	25,8	34,35	41,63	47,8	68,97	81,39	50	13,5	15,6
	As	7,957	13,04	17,17	20,17	22,55	39,16	81,36	135,7	161,3	192,6
	Sb	5,925	9,543	12,78	-	18,65	31,83	55,85	77,25	96,84	115

Розподіл іонів бору, а також деяких інших іонів в Si, SiO<sub>2</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> краще всього описується розподілом PEARSON IV. Більш того, за допомогою сімейства розподілу PEARSON IV є потенційна можливість в деякому наближенні описати ефекти каналування, коли залежність надмірної кількості домішки при каналуванні від координати може бути напівемпірично включена у відповідні моменти розподілу PEARSON.

У загальному вигляді розподіл PEARSON визначається диференціальним рівнянням

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} = \frac{(x-a_0)f(x)}{b_0 + b_1x + b_2x^2}, \quad (4.14)$$

де функція розподілу  $f(x)$  задовольняє співвідношенню

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1. \quad (4.15)$$

Чотири константи  $a_0, b_0, b_1, b_2$  в рівнянні (4.14) можуть бути виражені чотирма центральними моментами функції розподілу (4.15). Перший момент  $\mu_1$  характеризує середню проекцію пробігу іонів:

$$\mu_1 = R_p \int_{-\infty}^{\infty} x f(x) dx. \quad (4.16)$$

Три інших вищих моменти задаються співвідношенням

$$\mu_i = \int_{-\infty}^{\infty} (x - R_p)^i f(x) dx, \quad i = 2, 3, 4. \quad (4.17)$$

Із врахуванням співвідношень (4.15) – (4.16) для чотирьох констант у виразі (3.14) отримуються наступні вирази:

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= -\frac{\Delta R_p \cdot \gamma(\beta + 3)}{A}, \\ b_0 &= -\frac{\Delta R_p (4\beta - 3\gamma^2)}{A}, \\ b_1 = a_0, b_2 &= -\frac{2\beta - 12\gamma^2 - \Delta R_p}{A}, \\ A &= 10\beta - 12\gamma^2 - 18. \end{aligned} \right\}. \quad (4.18)$$

Таким чином, профіль розподілу впровадженої домішки задається виразом (4.12), де аналітичний розподіл PEARSON IV має вигляд

$$\begin{aligned} f(x) &= k [b_2(x - R_p)^2 + b_1(x - R_p) + b_0]^{1/b_2} \times \\ &\times \exp\left[-\frac{\frac{b_1}{b_2} + 2a}{\sqrt{4b_2b_0 - b_1^2}} \cdot \operatorname{arctg} \frac{2b_2(x - R_p) + b_1}{\sqrt{4b_2b_0 - b_1^2}}\right]. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Тут  $a_0, b_0, b_1, b_2$  – коефіцієнти, які визначаються згідно (4.18);  $k$  – константа нормалізації розподілу;  $R_p, \Delta R_p, \beta, \gamma$  – коефіцієнти, значення яких вибираються з таблиці відповідно до енергії і типу іона.

Різні розподіли типу PEARSON класифікуються поведінкою коренів рівняння  $b_0 + b_1x + b_2x^2 = 0$ . Для випадку  $b_1 = b_2 = 0$ , який відповідає  $\gamma = 0, \beta = 3$ ,

розв'язок рівняння (4.14) є функцією гауссового розподілу, що представляє граничний варіант для всіх розподілів типу PEARSON.

Характеристики мішеней, необхідні для розрахунку, приведені в табл. 4.3. Характеристики імплантованих домішок, необхідні для розрахунку, розміщені в табл. 1.2.

Таблиця 4.3

Характеристики кремнію і германію, необхідні для розрахунку

Матеріал	Атомний номер $Z$	Атомна маса $M$ , г/моль	Число атомів в од. об'єму, $\times 10^{22}$ 1/см <sup>3</sup>
Si	14	28	5,04
Ge	32	72,6	4,53

### Порядок виконання роботи

1. Отримати завдання у викладача.
2. Вибрати з таблиці необхідні для розрахунку характеристики мішені та імплантованої домішки. Щоб побачити таблицю необхідно перемістити екран в праву частину робочого.
3. Ввести у відповідні комірки наступні дані: атомні номери і маси мішені та імплантованої домішки, число атомів в одиниці об'єму для мішені, початкову концентрацію домішки в мішені, енергію іонів і дозу імплантації.
4. Отримати проміжні константи: коефіцієнти ядерної і електронної уповільнюючих здатностей, повний пробіг іона і його дисперсію, проективний пробіг іона і його дисперсію.
5. Отримати профіль розподілу домішки в 2-d координатах.
6. Графічним способом розрахувати глибину залягання  $p-n$ -переходу за умови повної активації домішки. Для цього з меню "Format" викликати функцію "Trace". Порівняти отримані результати з розрахунковими.
7. Розрахувати величину максимальної концентрації домішки і глибину її залягання.
8. Підібрати дозу і енергію імплантації, необхідні для отримання необхідної глибини залягання  $p-n$ -переходу і поверхневої концентрації домішки, відповідно до завдання.
9. Занести в звіт всі отримані результати і графік розподілу домішки.

### Контрольні питання

1. Що таке повний пробіг іона, проекція пробігу та їх дисперсії?
2. У чому полягає метод розрахунку за типом “здвоєна гауссіана”?
3. Що таке розподіл Пірсона?
4. Як отримати прихований  $p-n$ -перехід?

### Варіанти завдань

Розрахувати характеристики уповільнення іонів при імплантації, параметри розподілу заданої домішки в кремнії, використовуючи симетричний розподіл Гаусса. Варіанти завдань приведені в табл. 4.4.

Таблиця 4.4

№ варіанту	Домішка	Енергія, кеВ	Доза, мкКл/см <sup>2</sup>	Концентрація домішки у вихідному кремнії, 1/см <sup>3</sup>	Глибина залягання $p-n$ -переходу, нм	Поверхнева концентрація домішки, 1/см <sup>3</sup>
1	B	40	100	$10^{16}$	200	$10^{17}$
2	Al	50	120	$10^{17}$	150	$10^{19}$
3	P	100	150	$10^{15}$	250	$10^{17}$
4	Ga	120	200	$10^{16}$	150	$10^{19}$
5	As	150	100	$10^{16}$	100	$10^{18}$
6	Se	140	250	$10^{15}$	200	$10^{19}$
7	In	60	100	$10^{15}$	100	$10^{18}$
8	Sb	500	400	$10^{17}$	300	$10^{19}$

## Лабораторна робота №5

### Двовимірний розподіл іонів під краєм маски при іонній імплантації

**Мета:** розрахувати характеристики розподілу заданої домішки під краєм маски при імплантації в кремній; підібрати параметри імплантації тієї ж домішки в кремній для створення прихованого шару на необхідній глибині і заданої товщини.

### Теоретична частина

При проведенні іонної імплантації бічним відхиленням імплантованих іонів, зазвичай нехтують, оскільки воно значно менше їх пробігів. Проте для НВІС з мікронними і субмікронними розмірами елементів бічне відхилення стає дуже важливим, оскільки двовимірні ефекти поблизу краю маски сильно впливають на вихідні характеристики приладів. Як і розкид пробігів, бічне відхилення є результатом розсіювання іонів, і тому обидва ці ефекти однакові за порядком величини. Істотною стає і геометрія краю маски, яка вносить свій внесок до розподілу домішки.

Завдання адекватного теоретичного опису одновимірного розподілу домішки після імплантації є вирішеним. Неодноразово отримані експериментальні підтвердження цього опису. Для двовимірного розподілу концентрації імплантованої домішки надійні експериментальні методи відсутні. Тому теорія і моделі двовимірного розподілу імплантованих домішок є основою для вивчення двовимірних ефектів.

Найпростіший метод опису двовимірного розподілу домішки полягає у використанні гауссової форми профілю розподілу. Розглянемо імплантацію домішки через вікно в масці шириною  $2a$ . Геометрія вікна і система координат для моделювання показані на рис. 5.1. Вважаємо, що маска має вертикальний край і абсолютно непрозора для падаючих іонів. Через симетрію будуватимемо модель тільки для половини вікна в бік позитивної координати  $x$ . Довжину маски приймемо нескінченною, тому розподіл домішки вважатимемо двовимірним в координатах  $x$ - $y$ .

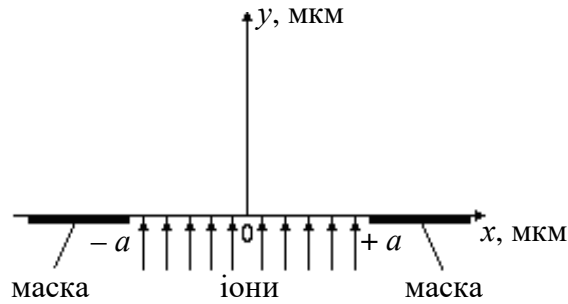


Рис. 5.1. Геометрія вікна і система координат для моделювання.

Розподіл домішки у разі гауссової форми профілю розподілу концентрації іонів описується виразом

$$C(x, y) = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \cdot R_p} \exp\left(-\frac{(y - R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right) \cdot \left(\operatorname{erf} \frac{x+a}{\sqrt{2} \cdot \Delta R_x} - \operatorname{erf} \frac{x-a}{\sqrt{2} \cdot \Delta R_x}\right), \quad (5.1)$$

де  $y$  – координата в глиб зразка у напрямі падіння іонного пучка (нм),  $x$  – координата у напрямі поверхні зразка (нм),  $N$  – доза імплантації (іон/см<sup>2</sup>),  $R_p$  – проективний пробіг (нм),  $\Delta R_p$  – розкид або стандартне відхилення проективного пробігу (нм),  $\Delta R_x$  – розкид бічних пробігів іонів (нм),  $a$  – напівширина вікна в масці (нм).

У разі коли край маски має довільну форму розрахунок двовимірного розподілу домішки можна проводити за формулою

$$C(x, y) = \frac{N}{2\pi \cdot \Delta R_p \cdot \Delta R_x} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \exp\left(-\frac{(y - \xi)^2}{2\Delta R_p^2} - \frac{(y - d(\xi) - R_p)^2}{2\Delta R_x^2}\right) \right] \cdot d\xi, \quad (5.2)$$

де  $d(\xi)$  – товщина маски.

Більш складніший метод опису двовимірного розподілу домішки полягає в розбитті структури на безліч тонких вертикальних зон, кожна з яких достатньо вузька, щоб можна було вважати поверхню кожної такої зони між лівою і правою її межами плоскою. Така плоска зона називається сегментом. Далі визначається профіль концентрації домішки, отриманий в результаті імплантації в кожному сегменті, і шляхом суперпозиції знаходиться загальний профіль розподілу.

Побудова тривимірних графіків в логарифмічному масштабі в MATHCAD 13 є складною задачею, отримуване тривимірне зображення може дати тільки загальне уявлення про розподіли домішки під краєм маски. Щоб побачити картину, придатну для розрахунків, зробимо перетворення рівняння (5.1), що дозволить будувати контури концентрації в двомірній системі координат:

$$f(x, N_0) = R_p \pm \sqrt{2\Delta R_p^2 \ln \left[ \frac{N}{N_0 \sqrt{2\pi} \cdot \Delta R_p} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{x-a}{\Delta R_x} \right) \right) \right]}. \quad (5.3)$$

Тепер можлива побудова евіконцентраційних залежностей з будь-яким кроком, наприклад, через порядок, починаючи з концентрації  $N = N_0$ .

Обчислюємо глибину залягання  $p$ - $n$ -переходу в центрі вікна ( $x = 0$ ,  $N = N_0$ ):

$$f(0, N_0) = R_p + \sqrt{2\Delta R_p^2 \ln \left[ \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta R_p} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( -\frac{a}{\Delta R_x} \right) \right) \right]}. \quad (5.4)$$

Обчислюємо максимальну концентрацію домішки в центрі вікна і глибину її залягання, тобто концентрацію при  $x = 0$  на глибині  $R_p$ :

$$C(0, R_p) = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \cdot R_p} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{-a}{\sqrt{2} \cdot \Delta R_x} \right) \right). \quad (4.5)$$

Обчислюємо положення  $p$ - $n$ -переходу під краєм маски чисельним методом за допомогою функції "root" ( $y = 0$ ,  $N = N_0$ ).

Аналогічно обчислюємо положення  $p$ - $n$ -переходу на глибині з максимальною концентрацією домішки ( $y = R_p$ ,  $N = N_0$ ).

Робимо перевірку отриманих результатів: розраховуємо  $C(x_1, 0)$  і  $C(x_2, R_p)$ .

Необхідні для розрахунку дані по проективному пробігу  $R_p$  і його дисперсії  $\Delta R_p$  приведені в табл. 4.1. Розкид бічних пробігів іонів  $\Delta R_T$  визначуваний розрахунковим шляхом по рівнянню, приведеному в програмі. Бічний пробіг також є функцією енергії іона.



Отримувані еквіконцентраційні залежності розподілу бору в кремнії після імплантації показані на рис. 5.2.

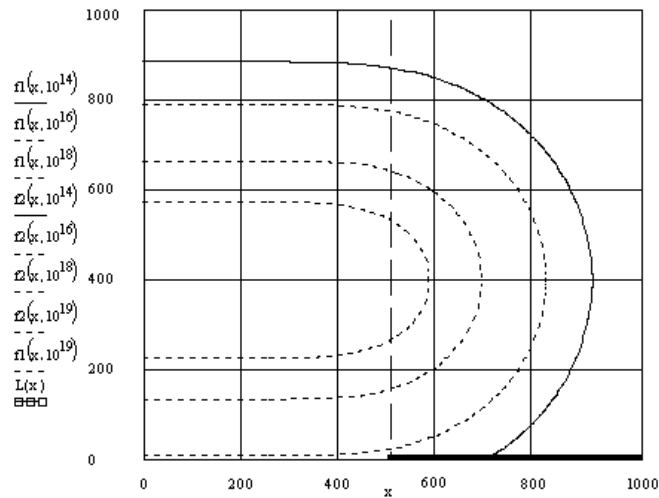


Рис. 5.1. Еквіконцентраційні залежності розподілу бору в кремнії після імплантації.

### Порядок виконання роботи

1. Отримати завдання у викладача.
2. Вибрати з таблиці і розрахувати за відповідними рівняннями параметри  $R_p$ ,  $\Delta R_p$ ,  $\Delta R_x$  для заданої енергії і домішки і ввести їх у відповідні комірки.
3. Отримати профіль розподілу домішки в 3-d координатах, а також еквіконцентраційні залежності в 2-d координатах з кроком через один порядок.
4. Графічним способом розрахувати максимальну глибину залягання  $p-n$ -переходу і положення  $p-n$ -переходу під краєм маски. Для цього з меню “Format” викликати функцію “Trace”.
5. Зробити перевірку отриманих результатів шляхом порівняння з розрахунковими.
6. Відповідно до завдання отримати прихований шар необхідної товщини і максимальної концентрації.
7. Внести графік розподілу еквіконцентраційних залежностей і отримані результати до звіту.

## Варіанти завдань

1. Розрахувати характеристики розподілу заданої домішки під краєм маски при імплантації в кремній.

2. Підібрати параметри імплантації тієї ж домішки в кремній для створення прихованого шару на необхідній глибині і заданої товщини.

Зразкові варіанти завдань приведені в табл. 5.1.

Таблиця 5.1

Зразкові варіанти завдань

№ варіанту	Домішка	Енергія, кеВ	Доза, мкКл/см <sup>2</sup>	Глибина шару, мкм	Товщина шару, мкм	Концентрація домішки в вихідному кремнії, см <sup>-3</sup>
1	B	20	100	0,2	0,7	10 <sup>15</sup>
2	P	60	100	0,1	0,2	10 <sup>15</sup>
3	As	80	100	0,05	0,15	10 <sup>15</sup>
4	B	60	200	0,3	0,6	10 <sup>17</sup>
5	P	100	400	0,1	0,3	10 <sup>17</sup>
6	As	140	1000	0,03	0,15	10 <sup>16</sup>

## Контрольні питання

1. У чому відмінність методів розрахунку двовимірного розподілу імплантованої домішки, які його переваги і недоліки?

2. У чому полягає розрахунок двовимірного розподілу імплантованої домішки за методом моментів?

3. Як розрахувати максимальну глибину залягання *p-n*-переходу і зсув *p-n*-переходу під край маски?

4. Як розрахувати максимальну концентрацію домішки в імплантованому шарі і глибину її залягання?

## Лабораторна робота №6

### Числове моделювання процесу термічного окислення кремнію

**Мета:** вивчити теоретичні основи моделювання процесу окиснення кремнію та виробити навички їх практичного застосування.

#### Теоретична частина

Основною задачею при моделюванні процесу окиснення є визначення залежності положення межі шару  $\text{SiO}_2$ , що росте, від часу.

Залежність товщини оксиду  $W$  від часу окиснення  $t$  при  $0,03 < W < 0,5$  мкм описується добре відомим лінійно-параболічним законом:

$$\frac{W^2}{K_p} + \frac{W}{K_l} = t + t_0, \quad (6.1)$$

де  $t_0$  – величина, яка враховує відхилення залежності  $W(t)$  від цього закону при малих  $W$  і початкову величину  $W(0)$ ;  $K_p$  і  $K_l$  – відповідно параболічний (мкм<sup>2</sup>/хв) та лінійний (мкм/хв) коефіцієнти окиснення. Ці коефіцієнти залежать від умов окиснення. При цьому слід враховувати наступне:

1. У випадку окиснення в сухому кисні ( $\text{O}_2$ ) коефіцієнти  $K_p$  і  $K_l$  підпорядковуються закону Арреніуса  $K_{p,l} = K_{p,l}^0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)$ , де  $E_a$  – енергія активації,  $k$  – константа Больцмана,  $T$  – абсолютна температура.

2. У випадку окиснення у в парах  $\text{H}_2\text{O}$  енергія активації залежить від температури. Це пов'язано з тим, що при  $T > 930 - 960$  °С оксид веде себе не лише, як пружний, але і як в'язкий матеріал. Це призводить до ослаблення механічної напруги в  $\text{SiO}_2$ , яка виникає в результаті швидкого перетворення  $\text{Si}$  у  $\text{SiO}_2$  в процесі вологого окиснення. У результаті полегшується процес дифузії окисника через шар  $\text{SiO}_2$  (тобто зменшує енергію активації для  $K_p$ ) і ускладнюється процес розриву хімічних зв'язків на межі  $\text{Si} - \text{SiO}_2$  (тобто збільшує енергію активації для  $K_l$ ). Залежності  $K_p$  та  $K_l$  для кристалографічної орієнтації кремнію (111) визначаються нижченаведеними виразами:

– для сухого кисню:

$$K_p = 12,9 \exp\left(-\frac{1,23}{kT}\right), \quad (6.2)$$

$$K_l = 1,04 \cdot 10^5 \exp\left(-\frac{2,0}{kT}\right), \quad (6.3)$$

– для окиснення в парах води:

$$K_p = 280 \exp\left(-\frac{1,17}{kT}\right), \quad T \leq 950^\circ\text{C}, \quad (6.4)$$

$$K_p = 7 \exp\left(-\frac{0,78}{kT}\right), \quad T > 950^\circ\text{C}, \quad (6.5)$$

$$K_l = 3,45 \exp\left(-\frac{1,6}{kT}\right), \quad T \leq 900^\circ\text{C}, \quad (6.6)$$

$$K_l = 2,95 \cdot 10^6 \exp\left(-\frac{2,05}{kT}\right), \quad T > 900^\circ\text{C}. \quad (6.7)$$

3. Коефіцієнт  $K_p$ , який визначається в основному коефіцієнтом дифузії окисника в  $\text{SiO}_2$ , слабо залежить від орієнтації кремнієвої підкладки. Коефіцієнт  $K_l$ , який визначається швидкістю реакції на межі  $\text{Si} - \text{SiO}_2$ , навпаки, сильно залежить від орієнтації підкладки із-за залежності щільності атомів  $\text{Si}$  від орієнтації кристалографічних площин. При окисненні кремнію з орієнтацією (100) має місце зменшення  $K_l$  у 1,68 рази у порівнянні з орієнтацією (111). Більш точні дослідження показали, що в початковий період окиснення в сухому  $\text{O}_2$ , при  $W < 25$  нм, швидкості окиснення для різних кристалографічних напрямків співвідносяться наступним чином:

$$\dot{W}(110) > \dot{W}(111) > \dot{W}(311) > \dot{W}(511) > \dot{W}(100).$$

При  $W > 25$  нм і  $T < 1100^\circ\text{C}$  перша нерівність змінює знак, тобто  $\dot{W}(111) > \dot{W}(110)$ . Таким чином співвідношення (6.3) виконується лише для  $W > 25$  нм.

4. Коефіцієнти  $K_p$  і  $K_l$  прямо пропорційні парціальному тиску окисника  $P$ . Винятком являється коефіцієнт  $K_l$  при окисненні у сухому кисні, для якого  $K_l \sim P^{0,75}$ . Окиснення в парах води, отриманих піролізом  $\text{O}_2$  та  $\text{H}_2$ , відповідає

окисненню при  $P_{H_2O} = 0,85$  атм. При окисненні у суміші  $O_2$  та  $H_2O$  можна вважати, що два процеси відбуваються незалежно. Тоді швидкість сумарного процесу дорівнює сумі швидкостей окремих процесів, що для лінійно-параболічного закону (6.1) відповідає виразу:

$$\frac{W^2}{K_p^*} + \frac{W}{K_l^*} - A \ln(1 + BW) = t, \quad (6.8)$$

де

$$K_p^* = K_{pO_2} + K_{pH_2O},$$

$$K_l^* = K_p^{*2} \left( \frac{K_{pO_2}^2}{K_{lO_2}} + \frac{K_{pH_2O}^2}{K_{lH_2O}} \right)^{-1},$$

$$A = \frac{K_{pO_2} K_{pH_2O} \left( \frac{K_{pH_2O}}{K_{lH_2O}} - \frac{K_{pO_2}}{K_{lO_2}} \right)^2}{2K_p^{*3}},$$

$$B = \frac{\frac{1}{K_{pO_2}} + \frac{1}{K_{pH_2O}}}{\frac{1}{K_{lO_2}} + \frac{1}{K_{lH_2O}}}.$$

Однак при малому тиску водяної пари швидкість окиснення значно більша, ніж розрахована за даними співвідношеннями. Це пов'язано з тим, що молекули води являються прискорювачами процесів реакції та дифузії молекул кисню. Для врахування цього ефекту необхідно  $K_{pO_2}$  і  $K_{lO_2}$  помножити на коефіцієнт  $(1 + P_{H_2O}/P^*)$  при  $P_{H_2O} \leq P^* = 1,66 \cdot 10^{-3}$  атм. При подальшому зростанні тиску водяної пари коефіцієнти залишаються незмінними.

5. Додавання пари  $HCl$  до сухого кисню також впливає на коефіцієнти  $K_p$  і  $K_l$ . Тому треба вводити поправку згідно виразу:

$$K = K_0 \exp(a), \quad (6.9)$$

де  $K_0$  – значення коефіцієнта при нульовій концентрації  $HCl$ ,  $a$  – поправка, що береться із табл. 6.1 (див. довідкові матеріали).

6. При товщині окислу  $W > 0,5$  мкм закон росту плівки оксиду змінюється і може бути описаний співвідношенням:

$$\dot{W} = \frac{K_l \cosh(W/L)}{\cosh(W/L) + (2LK_l/K_p) \sinh(W/L)}, \quad (6.10)$$

де  $L = 4,17 \cdot 10^{-6} T^2 - 11,52 \cdot 10^{-3} T + 8,86$  (мкм) для окиснення в  $H_2O$  і  $L = 5,45 \cdot 10^{-4} \exp(0,853/kT)$  (мкм) для окиснення в  $O_2$  в діапазоні  $T = 1173 - 1473$  К.

Однією з важливих характеристик при окисненні кремнію є величина нерухомого заряду  $Q_f$ , яку можна визначити із співвідношення

$$\frac{d(Q_f)}{dt} = K_g \dot{W} - K_r (C_i Q_f - C_i^* Q_f^*), \quad (6.11)$$

де  $C_i = K_i \dot{W} + C_i^*$  – концентрація міжвузлових атомів кремнію;  $C_i^*$  і  $Q_f^*$  – значення  $C_i$  і  $Q_f$  у стані рівноваги;  $K_g$ ,  $K_r$ ,  $K_i$  – коефіцієнти моделі, що залежать від температури згідно закону Арреніуса (див табл. 6.2 довідкових матеріалів).

### Порядок виконання роботи

1. Отримати у викладача вхідні дані для розрахунку товщини плівки оксиду кремнію.
2. Написати програму для розрахунку залежності товщини плівки оксиду кремнію від часу окиснення.
3. Побудувати графічну залежність товщини плівки оксиду кремнію від часу окиснення.

### Додаткове завдання

1. Написати програму для розрахунку залежності величини нерухомого заряду від часу окиснення.
2. Побудувати графічну залежність величини нерухомого заряду від часу окиснення.

## Довідкові матеріали

Таблиця 6.1

Параметр  $a$  для розрахунку збільшення коефіцієнтів окиснення  $K_p$  і  $K_l$  при додаванні HCl до O<sub>2</sub>

$T, ^\circ\text{C}$	$a$ для $K_p$			$a$ для $K_l$			
	Концентрація HCl, %						
	0	1	10	0	1	3	10
900	0	0,067	0,67	0	0,58	0,58	0,58
1000	0	0,5	1	0	0,18	0,35	0,35
1100	0	0,275	0,71	0	0,45	0,8	0,8

Таблиця 6.2

Коефіцієнти для розрахунку величина нерухомого заряду  $Q_f$

Параметр	$K_g,$ хв/см <sup>3</sup>	$K_r,$ см <sup>3</sup> /хв	$C_i^*,$ см <sup>-3</sup>	$Q_f^*,$ см <sup>-2</sup>		$K_i,$ хв/см <sup>4</sup>
				(111)	(100)	
$K_0$	$1,06 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{22}$	$5,24 \cdot 10^9$	$5,22 \cdot 10^7$	$2,65 \cdot 10^{15}$
$E_a,$ eВ	-1,67	0,0	2,36	-0,36	-0,69	-1,38

### Контрольні питання

1. Запишіть вираз для обчислення залежності товщини оксиду від часу для випадку тонкої плівки оксиду. При яких величинах товщини оксидної плівки цей вираз залишається вірним.
2. Поясніть вплив наявності в окиснику парів води на процес окиснення.
3. Поясніть залежність швидкості окиснення від кристалографічної орієнтації пластини.
4. Поясніть залежність швидкості окиснення від парціального тиску окисника.
5. Які особливості окиснення кремнію при окисненні в суміші O<sub>2</sub> та H<sub>2</sub>O?
6. Запишіть вираз для обчислення залежності товщини оксиду від часу окиснення для випадку товстої плівки оксиду.
7. Наведіть вираз для визначення нерухомого заряду.
8. Як впливає на швидкість окиснення додавання до окисника парів HCl?

## Лабораторна робота №7

### Числове моделювання процесу рідинного травлення напівпровідникових структур

**Мета:** вивчити теоретичні основи моделювання процесу рідинного травлення та виробити навички їх практичного застосування.

#### Теоретична частина

У виробництві напівпровідникових елементів рідинне травлення використовується при обробці поверхні напівпровідника, а також при підготовці пластин до процесу фотолітографії.

У загальному випадку процес травлення може бути описаний у вигляді зворотної хімічної реакції виду:



де  $S$  – напівпровідниковий матеріал, що травиться (у твердому вигляді);  $s$  – кількість молів матеріалу, що травиться згідно рівняння реакції;  $X$  – травник (у вигляді рідини);  $A$ ,  $B$  – продукти реакції (у вигляді рідини);  $a$ ,  $b$  – кількість молей продуктів реакції у рівнянні реакції.

Рівняння реакції зведено до одного моля рідинного травника.

Процес травлення складається з кількох етапів:

- транспортування травника до поверхні напівпровідника;
- хімічної реакції;
- видалення результатів реакції від поверхні напівпровідника.

Швидкість доставки травника, швидкість реакції та швидкість видалення продуктів реакції повинні бути узгоджені з рівнянням реакції та забезпечувати необхідну стехіометрію процесу травлення. Виходячи з цього можна побудувати рівняння, що описує швидкість процесу травлення. Для цього розглянемо етапи процесу травлення.

Транспортування травника та видалення продуктів реакції – це дифузійні процеси, в результаті яких створюються відповідні дифузійні потоки травника та продуктів реакції:



$$J_X^d = \beta_X (C_{X0} - C_X),$$

$$J_i^d = \beta_i (C_i - C_{i0}), \quad i = A, B$$
(7.2)

де  $\beta_i = D_i/\delta_i$  – коефіцієнт масопереносу  $i$ -го компонента у рідкому стані,  $D_i$  – коефіцієнт дифузії  $i$ -го компонента,  $\delta_i$  – товщина дифузійного шару  $i$ -го компонента (визначається експериментально),  $C_i$  – концентрація  $i$ -го компонента,  $C_{i0}$  – початкова концентрація  $i$ -го компонента.

У стаціонарному режимі дифузійний потік повинен дорівнювати хімічному потоку для кожного компонента відповідно. Із врахуванням цього можна записати:

$$J_i \equiv J_i^c \equiv J_i^d, \quad i = X, A, B$$
(7.3)

де  $J_i^c$  – хімічний потік  $i$ -го компонента.

Умова забезпечення необхідної стехіометрії процесу визначає співвідношення між відповідними потоками:

$$J_X^c = \frac{J_A^c}{a} = \frac{J_B^c}{b} = \dots = \frac{J_S^c}{s}.$$
(7.4)

У відповідності до основного постулату хімічної кінетики можна записати:

$$J_X^c = k_r C_X,$$
(7.5)

де  $k_r$  – константа швидкості травлення.

Підставимо (7.5) до (7.3), врахуємо (7.2) і виразимо концентрацію травника  $X$  на поверхні напівпровідника  $S$ :

$$C_X = \frac{\beta_X}{\beta_X + k_r} C_{X0}.$$
(7.6)

Тоді на основі (7.4) (7.5) і (7.6) можна записати для потоку травлення твердої напівпровідникової речовини  $S$ :

$$J_S^c = s \frac{\beta_X k_r}{\beta_X + k_r} C_{X0} = k_{eff} C_{X0},$$
(7.7)

де

$$\frac{1}{k_{eff}} = \frac{1}{sk_r} + \frac{1}{s\beta_x}. \quad (7.8)$$

Геометричну швидкість травлення  $\frac{dx}{dt}$  можна визначити з виразу:

$$J_S^c = N_S \frac{dx}{dt} = \frac{\rho_S N_A}{M_S} \frac{dx}{dt}. \quad (7.9)$$

де  $N_S$  – число молекул в одиниці об'єму твердого напівпровідника  $S$ ,  $\rho_S$  – густина твердого напівпровідника,  $M_S$  – молярна маса твердого напівпровідника,  $N_A$  – число Авогадро.

Остаточно із (7.7), (7.8) і (7.9) маємо рівняння для геометричної швидкості травлення твердого напівпровідника  $S$ :

$$k_{eff} C_{x0} = \frac{\rho_S N_A}{M_S} \frac{dx}{dt}. \quad (7.10)$$

### Порядок виконання роботи

8. Отримати у викладача вхідні дані для виконання роботи.

9. Написати програму для розрахунку  $x(t)$ , вважаючи за додатний напрямок – напрямок вглиб пластини, а за 0 осі  $Ox$  – початкове положення межі розділу травник-напівпровідник.

10. Побудувати графічну залежність  $x(t)$ .

### Довідкові матеріали

$$\rho_{Si} = 2,33 \text{ г/см}^3; M_{Si} = 28,086 \text{ г/моль}; \rho_{Ge} = 5,32 \text{ г/см}^3; M_{Ge} = 72,59 \text{ г/моль};$$

Таблиця 7.1

Значення параметрів травлення для процесів полірування Si та Ge при різних концентраціях травника  $C_0$  і температурі  $T = 293 \text{ К}$

$C_0$ , моль/л	Полірування Si $Si + 2HCl \leftrightarrow SiCl_2 + H_2$		Полірування Ge $Ge + 2H_2O_2 \leftrightarrow H_2GeO_3 + H_2O$	
	$k_r$ , мкм/хв	$\beta_x$ , мкм/хв	$k_r$ , мкм/хв	$\beta_x$ , мкм/хв
1	20	30	15	12
2	22	30	17	13
3	25	31	18	14
4	28	32	19	16
5	30	34	21	17

### **Контрольні питання**

1. Із якою метою використовується рідинне травлення в напівпровідниковій технології?
2. З яких етапів складається процес травлення?
3. Виведіть рівняння для обчислення швидкості рідинного травлення.

## Лабораторна робота №8

### Числове моделювання різкого ступінчастого $p$ - $n$ -переходу у стані термодинамічної рівноваги

**Мета:** ознайомитись з теоретичними основами і методами моделювання напівпровідникових структур.

#### Теоретична частина

Різкий ступінчастий  $p$ - $n$ -перехід не являється типовою структурою для сучасних напівпровідникових приладів. Однак така структура дозволяє побудувати просту модель, на основі якої можна здійснити аналіз найбільш важливих характеристик  $p$ - $n$ -переходу.

У випадку різкого ступінчастого  $p$ - $n$ -переходу робиться припущення, що концентрація акцепторів  $N_a$  в  $p$ -області і концентрація донорів  $N_d$  в  $n$ -області постійні та значно більші за власну концентрацію носіїв у даному напівпровідниковому матеріалі.

Будемо розглядати  $p$ - $n$ -перехід у стані термодинамічної рівноваги, тобто при відсутності зовнішніх впливів, таких, як зовнішня напруга і т.д.

Припущення про термодинамічну рівновагу означає, що:

– сумарні струми електронів та дірок в кожній точці напівпровідника дорівнюють 0 ( $I_n = I_p = 0$ );

– квазірівень Фермі  $E_{Fn} = E_{Fp} = E_F$  є постійним для всього напівпровідника; квазіпотенціали  $\psi_n = \psi_p = \psi_F = const$ . При цьому енергетичні зони вигнуті та цілком заповнені. У всіх точках напівпровідника виконується співвідношення  $np = n_i^2$ , де  $n$  і  $p$  – відповідно концентрації електронів та дірок,  $n_i$  – концентрація носіїв у власному напівпровіднику.

Крім того, береться до уваги гіпотеза збіднення, яка полягає в тому, що весь напівпровідник можна розділити на область  $p$ - $n$ -переходу та на дві нейтральні області. При цьому в області  $p$ - $n$ -переходу нехтують носіями заряду (рис. 8.1).

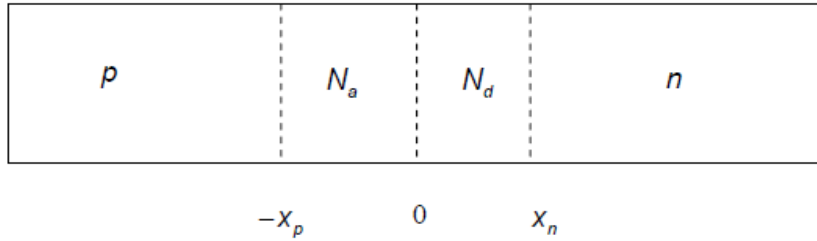


Рис. 8.1. Одновимірна модель різкого  $p$ - $n$ -переходу.

У рівноважному стані густини струмів електронів і дірок дорівнюють нулю ( $J_n = J_p = 0$ ). Це твердження стосується і дифузійного, і дрейфового струмів. Виходячи з цього можна записати:

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} = 0, \quad (8.1)$$

де  $q$  – елементарний заряд,  $\mu_n$  – рухливість електронів,  $E$  – напруженість електричного поля,  $D_n$  – коефіцієнт дифузії електронів,  $x$  – координата.

Тоді

$$E = -\frac{D_n}{n\mu_n} \frac{dn}{dx}. \quad (8.2)$$

Із рівності (8.2), використовуючи співвідношення Ейнштейна  $D_n = \frac{kT}{q} \mu_n$  і

рівність  $E = -\frac{d(\psi(x))}{dx}$  знаходимо:

$$\frac{d(\psi(x))}{dx} = \frac{U_T}{n} \frac{dn}{dx}, \quad (8.3)$$

де  $\psi$  – електричний потенціал,  $k$  – постійна Больцмана,  $T$  – абсолютна температура,  $U_T = \frac{kT}{q}$  – температурний потенціал.

Інтегруючи рівняння по  $x$  в межах від  $-x_p$  до  $x_n$ , маємо:

$$U_0 = \psi(x_n) - \psi(-x_p) = U_T \ln \left( \frac{n(x_n)}{n(-x_p)} \right). \quad (8.4)$$

Оскільки всі домішки вважаються іонізованими, то  $n(x_n) = N_d$  і

$$n(-x_p) = \frac{n_i^2}{p(-x_p)}, \quad p(-x_p) = N_a, \quad \text{звідки маємо:}$$

$$U_0 = U_T \ln \left( \frac{N_a N_d}{n_i^2} \right). \quad (8.5)$$

Такий же вираз можна отримати з рівності  $J_p = 0$ .

Оскільки умови термодинамічної рівноваги виконано, то незадіяним залишається лише рівняння Пуассона. Із врахуванням припущення про те, що всі домішки іонізовані та концентрація домішок значно більша за власну концентрацію носіїв, маємо вираз:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} [p(x) - n(x) - N_d(x) + N_a(x)] \approx -\frac{q}{\epsilon\epsilon_0} [N_d(x) - N_a(x)], \quad (8.6)$$

де  $\epsilon$  – відносна діелектрична проникність матеріалу,  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – діелектрична стала.

На відрізку  $-x_p < x < 0$  із розв'язку рівняння (8.6) маємо:

$$\psi(x) = \frac{qN_a}{\epsilon\epsilon_0} \left( \frac{x^2}{2} + xx_p \right) + C_1, \quad (8.7)$$

$$E = -\frac{qN_a}{\epsilon\epsilon_0} (x + x_p).$$

На відрізку  $0 \leq x < x_n$  із розв'язку рівняння (5.6) маємо:

$$\psi(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0} \left( \frac{x^2}{2} + xx_n \right) + C_2, \quad (8.8)$$

$$E = -\frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0} (x_n - x).$$

Величина  $E$  максимальна при  $x = 0$ . Виходячи з (8.7) і (8.8), отримаємо:

$$E_{\max} = -\frac{qN_a}{\epsilon\epsilon_0} x_p = -\frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0} x_n. \quad (8.9)$$

Звідки

$$N_a x_p = N_d x_n, \quad (8.10)$$

що є умовою електричної нейтральності  $p$ - $n$ -переходу.

У відповідності до рис. 8.1 товщина збідненого шару  $p$ - $n$ -переходу:

$$W = x_p + x_n. \quad (8.11)$$

Оскільки при  $x = 0$  потенціал  $\psi$  повинен бути неперервним, то  $C_1 = C_2 = C$ .

Використовуючи це, на основі (8.4), (8.7), (8.8), (8.10) та (8.11) отримаємо:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \left( \frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) U_0}. \quad (8.12)$$

### Порядок виконання роботи

1. Отримати у викладача вхідні дані для виконання роботи.
2. Розрахувати розподіл напруженості електричного поля у  $p$ - $n$ -переході.

Розрахувати  $U_0$  та  $E_{\max}$ .

3. Зобразити графічно розподіл напруженості електричного поля у  $p$ - $n$ -переході.
4. Визначити ширину  $p$ - $n$ -переходу.

### Додаткове завдання

1. Розрахувати розподіл потенціалу у  $p$ - $n$ -переході.
2. Зобразити графічно розподіл потенціалу у  $p$ - $n$ -переході.

### Довідкові матеріали

Таблиця 8.1

Дані для розрахунку параметрів  $p$ - $n$ -переходу при  $T = 300$  К

Матеріал	$\epsilon$	$n_i$ , см <sup>-3</sup>	$\mu_n$ , см·В <sup>-1</sup> ·с <sup>-1</sup>	$\mu_p$ , см·В <sup>-1</sup> ·с <sup>-1</sup>	$D_n$ , см <sup>2</sup> /с	$D_p$ , см <sup>2</sup> /с
Ge	16	$2,5 \cdot 10^{13}$	3800	1800	99	47
Si	12	$1,5 \cdot 10^{10}$	1300	500	34	13
GaAs	13	$2,0 \cdot 10^6$	8500	450	—	—

### Контрольні питання

1. Які припущення використовуються в моделі різкого ступінчастого  $p$ - $n$ -переходу?

2. Запишіть вирази для густин струмів у стані рівноваги.
3. Запишіть рівняння для напруженості електричного поля  $p$ – $n$ -переходу у стані рівноваги.
4. Запишіть співвідношення Ейнштейна.
5. Запишіть рівняння Пуассона.



## Література

1. М.М Погребняк, В.П Прищепа. Мікроелектроніка: ч. 1. – К.: Вища школа, 2004. – 431 с.
2. Л. Ткачук, Р. Закалик. Основи мікроелектроніки. – Тернопіль: Медап, 1998. – 350 с.
3. М.Г. Находкін, Д.І. Шека. Фізичні основи мікро- та наноелектроніки: підручник. Рек. МОН. – К.: Київський ун-т, 2005. – 431 с.
4. А.О. Дружинін. Твердотільна електроніка. Фізичні основи і властивості напівпровідникових приладів: навчальний посібник. – Львів: Вид-во Національного університету "Львівська політехніка", 2009. – 332 с.
5. И. Броудай, Дж. Меррей. Физические основы микротехнологии: Пер. с англ. – М.: Мир, 1985.
6. С.М. Павлов. Основи мікроелектроніки: навчальний посібник. – Вінниця: ВНТУ, 2010. – 224 с.
7. М.М. Прищепа, В.П. Погребняк. Мікроелектроніка. Елементи мікросхем. – К.: Вища школа, 2005.
8. В.А. Скаржена, А.Н. Луценко. Электроника и микроэлектроника. Часть 1. – К.: Вища школа, 1991.
9. С.П. Новосядлий. Суб - і наномікронна технологія структур великих інтегральних схем: монографія. – Івано-Франківськ: Місто-НВ, 2010. – 456 с.
10. С.П. Новосядлий. Фізико-технологічні основи субмікронної технології великих інтегральних схем. – Івано-Франківськ: Сімик, 2003. – 352 с.
11. М.Є. Лещенко, В.Є. Овчаренко. Основи мікроелектроніки. – Харків: Нац. аерокосм. ун-т "Харк. авіац. ін-т", 2005.

УДК 621.382  
М-23

Володимир Ігорович Мандзюк

В.І. Мандзюк. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт із курсу “Технології мікро- та наноелектроніки” для студентів спеціальності 171 “Електроніка” [Електронне видання] – Івано-Франківськ, Прикарпатський національний університет ім. В. Стефаника, 2023. – 58 с.

.....

76018, м. Івано-Франківськ, вул. Шевченка, 57  
Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника