

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»
НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

Г. Є. Монастирський

(підпис)

(ініціали, прізвище)

Дипломна робота
на здобуття ступеня бакалавра

зі спеціальності 105 «Прикладна фізика та наноматеріали»

(код і назва)

на тему: Вирощування та характеристика фероелектричних тонких
плівок $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$

Виконав: студент 4 курсу, групи ФФ-11

Козакевич Михайло Олександрович

(прізвище, ім'я, по батькові)

(підпис)

Науковий керівник асистент, PhD Чиркова А. П.

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

(підпис)

Консультант 1 доцент, д.ф.-м.н. Монастирський Г. Є.

(номер розділу)

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

(підпис)

Консультант 2, 3 асистент, M.Sc. Закусило Т. М.

(номер розділу)

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

(підпис)

Рецензент асистент, PhD Бритавський Є. В.

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

(підпис)

Засвідчую, що у цій дипломній роботі
немає запозичень з праць інших авторів
без відповідних посилань.

Студент

(підпис)

Національний Технічний Університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Навчально-науковий Фізико-технічний інститут
Кафедра прикладної фізики

Рівень вищої освіти — перший (бакалаврський)
Спеціальність 105 «Прикладна фізика та наноматеріали»

«ЗАТВЕРДЖЕНО»

Завідувач кафедри

Монастирський Г. Є.

(підпис)

(ініціали, прізвище)

« » 2025 р.

ЗАВДАННЯ
на бакалаврську роботу студенту

Козакевичу Михайлу Олександровичу

(прізвище, ім'я, по батькові)

(підпис)

1. Тема роботи: Вирощування та характеристика фероелектричних тонких плівок $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$,
науковий керівник роботи _____ асистент, PhD Чиркова А. П.,
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом по університету від « 26 » травня 2025 р № 1761-с

2. Термін подання студентом роботи « 19 » червня 2025 р.

3. Об'єкт дослідження: фероелектричний фазовий перехід потрійного сплаву $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$

4. Предмет дослідження: вплив послідовного застосування відпалювання на формування доменної структури $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$

5. Перелік завдань, які потрібно розробити: опрацювати наявну літературу за темою фазових перетворень у сполуках GeTe та SnTe , методів вирощення цих сполук та їх сплаву $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ за допомогою молекулярно-променевої епітаксії; визначити випромінювальну здатність зразків за допомогою пірометрії; покрити зразки тонким шаром Al_2O_3 , провести відпалювання зразків збільшуючи температури кожного наступної ітерації; на кожному кроці досліджувати зміни у морфології поверхні за допомогою атомно-силової мікроскопії та зміни у доменній структурі за допомогою рентгенівської дифракції; порівняти результати отримані у різних кроках; порівняти отримані результати з наявною літературою

6. Орієнтовний перелік ілюстративного матеріалу: презентація — 20 аркушів
A4

7 Орієнтовний перелік публікацій: XXIII Всеукраїнська науково-практична конференція студентів, аспірантів та молодих вчених

8 Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
1	доцент, д.ф.-м.н. Монастирський Г. Є.	11.01.2025	11.05.2025
2	асистент, М.Sc. Закусило Т. М.	11.01.2025	11.05.2025
3	асистент, М.Sc. Закусило Т. М.	11.01.2025	12.05.2025

9 Дата видачі завдання « 11 » січня 2025 р.

Календарний план

№ з/п	Назва етапів виконання бакалаврської роботи	Термін виконання етапів проекту	Примітка
1.	Опрацювання літератури за темою	12.09.2024 — 20.01.2025	виконано
2.	Написання літературного огляду	20.01.2025 — 01.02.2025	виконано
3.	Вирощення досліджуваних зразків	01.03.2025 — 08.03.2025	виконано
4.	Проведення пірометричних вимірювань	14.04.2025 — 22.04.2025	виконано
5.	Написання другої частини дипломної роботи	22.04.2025 — 01.05.2025	виконано
6.	Проходження тренінгів з користування обладнанням	01.05.2025 — 07.05.2025	виконано
7.	Підготовка тез	07.05.2025 — 14.05.2025	виконано
8.	Виступ на конференції	14.05.2025	виконано
9.	Проведення вимірювань морфології та кристалічної структури	14.05.2025 — 31.05.2025	виконано
10.	Написання третьої частини дипломної роботи	31.05.2025 — 05.06.2025	виконано
11.	Підготовка доповіді та презентації	05.06.2025 — 10.06.2025	виконано
12.	Подання роботи на рецензування	11.06.2025	виконано
13.	Подання роботи до захисту	19.06.2025	виконано

Студент

Науковий керівник роботи

(підпис)

М. О. Козакевич

(ініціали, прізвище)

(підпис)

А. П. Чиркова

(ініціали, прізвище)

РЕФЕРАТ

Темою роботи є дослідження вирощених методом молекулярно-променевої епітаксії тонких плівок сплаву телурид германію-олова. У якості основних об'єктів дослідження взято чотири зразки потрійного сплаву з різним співвідношенням германію та олова, що відповідають різним значенням температури Кюрі фероелектричного фазового переходу.

Метою роботи є дослідження впливу відпалювання під дією різних значень температури на формування фероелектричних доменів у тонких плівках $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ вирощених за температури вище або нижче температури фероелектричного фазового переходу.

Робота складається зі вступу, трьох основних розділів та висновків. Перший розділ присвячено огляду літератури, що описує сполуки телуриду германію та телуриду олова, їх кристалічну структуру, основні властивості. Наведено дослідження фероелектричного фазового переходу у сплавах на основі цих сполук. Розглянуто співвідношення між температурою Кюрі фероелектричного фазового переходу та відповідною кристалічною структурою сплаву (стала ґратки та кут ромбоєдричної фази) в залежності від складу сплаву.

У другому розділі описані методики дослідження зразків які застосовувались у цій роботі. Зокрема, описано молекулярно-променеву епітаксію за допомогою якої вирощувались зразки, пірометричні виміри випромінювальної здатності, морфологічні виміри за допомогою атомно-силової мікроскопії та дослідження кристалічної структури зразків за допомогою рентгенівської дифракції.

У третьому розділі детально описані зразки, алгоритм їх дослідження і отримані результати для всіх трьох методик. Робота містить додатки із отриманими зображеннями результатів вимірів та зображення лабораторних установок.

Ключові слова: *фероелектрики, тонкі плівки, телурид германію-олова.*

SUMMARY

The subject of this work is the characterisation of the germanium tin telluride thin films grown by molecular beam epitaxy. Four ternary alloy samples with various germanium-to-tin ratios, corresponding to different values of the Curie temperature of the ferroelectric phase transition, were taken as the main object of study.

The aim of this work is to study the effect of annealing at different temperatures on the ferroelectric domains formation in $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ thin films grown at temperatures above or below the ferroelectric phase transition temperature.

The paper consists of the introduction, three main chapters and the conclusions. The first chapter represents a literature review describing germanium telluride and tin telluride as compounds, their crystal structure, and basic properties. The previous studies of ferroelectric phase transition in alloys based on these compounds are presented. The correlation between the Curie temperature of the ferroelectric phase transition and the corresponding crystal structure of the alloy (lattice constant and rhombohedral phase angle) is considered, depending on the alloy composition.

In the second chapter, experimental methods which were applied in this work are described. In particular, the growth of the samples by molecular beam epitaxy, the pyrometric measurements of emissivity, the morphological characterisation by atomic force microscopy, and the study of the crystal structure of the samples using X-ray diffraction are explained.

In the third chapter, the details about the samples, experimental details and the results obtained using all three techniques are discussed.. The work contains the appendices with the figures of the measurement results and the figures of laboratory equipment.

Keywords: *ferroelectrics, thin films, germanium tin telluride*

ЗМІСТ

Перелік умовних позначень	5
Перелік аббревіатур	6
Вступ	7
РОЗДІЛ 1. Літературний огляд	9
1.1. Вступ до напівпровідникових сполук IV-VI групи	9
1.2. Загальні властивості телуридів германію та олова	9
1.3. Фероелектричний фазовий перехід в $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$	10
РОЗДІЛ 2. Методологія	14
2.1. Молекулярно-променева епітаксія	14
2.1.1. Основний принцип	14
2.1.2. Вирощення сполук IV-VI	16
2.1.3. Лабораторне устаткування	17
2.2. Пірометрія	19
2.2.1. Вступ	19
2.2.2. Випромінювальна здатність	19
2.2.3. Лабораторне устаткування	20
2.2.4. Алгоритм вимірювання	21
2.3. Атомно-силова мікроскопія	24
2.3.1. Основний принцип	24
2.3.2. Режим роботи	26
2.3.3. Лабораторне устаткування	28
2.4. Рентгенівська дифракція	30
2.4.1. Огляд теорії розсіювання	31
2.4.2. Методи сканування	31
2.4.3. Зв'язок між кутовими і оберненими координатами	33
2.4.4. Лабораторне устаткування	34

РОЗДІЛ 3. Результати	35
3.1. Матеріали та умови проведення експерименту	35
3.2. Калібрування температури	36
3.3. Атомно-силова мікроскопія	39
3.4. Рентгенівська дифракція	40
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	46
ДОДАТКИ.	50
Додаток А. Атомно-силова мікроскопія поверхні $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$	50
Додаток Б. Зображення лабораторного устаткування.	53

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ε	випромінювальна здатність
λ	довжина хвилі
θ_B	кут Бреґґа
d_{hkl}	міжплощинна відстань
c	швидкість світла
h	стала Планка
k_B	стала Больцмана
T	температура

ПЕРЕЛІК АБРЕВІАТУР

ACM	Атомно-силова мікроскопія
BaF ₂	Фторид барію
GaAs	Арсенід галію
Ge _{1-x} Sn _x Te	потрійний сплав телурид германію-олова
GeTe	Телурид германію
InGa	Індій галій
MBE	Молекулярно-променева епітаксія
RHEED	Дифракція електронів високої енергії на відбиття
Si	Кремній
SnTe	Телурид олова
C3M	Сканувальна зондова мікроскопія
CTM	Сканувальна тунельна мікроскопія
HVB	Надвисокий вакуум
XRD	Рентгенівська дифракція
МОП	Мапа оберненого простору
Al ₂ O ₃	Оксид алюмінію

ВСТУП

Пристрої збереження інформації, оптоелектроніка інфрачервоного діапазону та термоелектричні пристрої широко застосовуються у сучасній науці, промисловості, повсякденному житті та військових застосуваннях [1—3]. Напівпровідникові сполуки з групи IV-VI телуриду германію та телуриду олова здатні формувати сплав, який демонструє фероелектричний фазовий перехід. Цей сплав перспективно застосовувати у всіх трьох вище зазначених сферах. Фероелектрики демонструють також і піроелектричні властивості, що дозволяє застосування у термоелектриці, вузька заборонена зона сплаву уможливорює застосування у інфрачервоній оптоелектроніці, а швидке перемикавання між фероелектричною і параелектричною фазами, яку демонструє телурид германію, створює перспективи застосування у пристроях пам'яті для сплаву телуриду германію-олова, фазовий перехід якого можливий за кімнатної температури. [4—10].

Дана робота була проведена заради подальшого вивчення сплаву телуриду германію-олова. Вплив випалювання на фероелектричні домени цього сплаву ще не до кінця досліджених. Тож метою роботи були застосувати декілька етапів випалювання за різних температур на зразки сплаву з різною концентрацією олова, для того щоб дослідити поведінку фероелектричних доменів та її залежність від температури вирощення, випалювання та концентрації олова.

В даній роботі було досліджено чотири сплави $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, які мають різний вміст олова — один зразок із 10%, два з 20% та один із 40% олова. Зразки вирощувалися методом молекулярно-променевої епітаксії, оскільки вона дозволяє вирощувати тонкі плівки зразків з високим ступенем чистоти та чіткою кристалічною структурою [4]. Температурою вирощення зразків була обрана 205°C , оскільки попередні дослідження [8] показали що зразок з 40% буде мати температуру Кюрі нижче за 205°C , а інші три — вище. Порівняння

отриманих результатів дозволяє дослідити вплив температури вирощення на формування доменної структури у тонких плівках телуриду германію-олова.

Виходячи з вищеописаного, у цій роботі ставилися наступні задачі: провести аналіз відомих у літературі властивостей телуридів германію та олова, та їх сплаву; дослідити випромінювальну здатність сплаву у діапазоні температур, яка буде далі застосовуватись під час вирощення і відпалювання; за допомогою молекулярно-променевої епітаксії виростити чотири зразки $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ зразків з різним вмістом олова; попарно провести відпалювання зразків підвищуючи температуру на кожній ітерації процесу; дослідити зміни викликані у морфології зразків за допомогою атомно-силової мікроскопії після кожної ітерації процесу; з'ясувати як змінюються фероелектричні домени за допомогою рентгенівської дифракції після кожної ітерації процесу. В кінці порівняти отримані результати і проаналізувати як впливає вміст олова та відповідна температура Кюрі на формування фероелектричних доменів і морфологію тонких плівок телуриду олова-германію.

РОЗДІЛ 1.

ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД

1.1. Вступ до напівпровідникових сполук IV-VI групи

Складні напівпровідники IV-VI груп, утворені з елементів IV (Ge, Sn, Pb) і VI (Te, Se, S) стовпчиків періодичної системи елементів, інтенсивно вивчаються протягом останніх десятиліть завдяки їх практичному застосуванню в інфрачервоній оптоелектроніці та термоелектричних пристроях [4—7]. Матеріали групи IV-VI мають 6 валентних електронів на пару атомів, характеризуються переважно ковалентно-іонним типом хімічного зв'язку і вузькою забороненою зоною [4; 8]. Щодо кристалічної структури слід зазначити, що більшість напівпровідників IV-VI груп кристалізуються в центросиметричній кубічній структурі кам'яної солі, яка забезпечує високий ступінь симетрії і рухливості заряду [4]. Деякі сполуки IV-VI груп є фазозмінними матеріалами, які зазнають оборотного переходу між аморфною і кристалічною фазами під впливом оптичного або електричного імпульсу. Швидка структурна оборотність робить ці фазозмінні матеріали привабливими для застосування в енергонезалежній пам'яті завдяки високій швидкості перемикання, низькому енергоспоживанню, масштабованості та великій ємності для зберігання інформації [9; 10].

1.2. Загальні властивості телуридів германію та олова

Телурид германію (GeTe) і телурид олова (SnTe) є важливими представниками сполук IV-VI груп. Обидва належать до класу фероелектричних напівпровідників Рашби, які є перспективними для застосування в спінтроніці [1—3]. Зокрема, GeTe виявляє гігантський ефект Рашби з рекордно високою константою зв'язку Рашби $\alpha_R = 4.2 \text{ eV} \cdot \text{\AA}$ [2], яка є найвищою серед відомих

на сьогодні матеріалів. GeTe і SnTe є ізоструктурними сполуками і зазнають фазового переходу другого роду від параелектричної фази з кубічною кристалічною структурою кам'яної солі до фероелектричної фази з ромбоєдричною кристалічною структурою. Для GeTe температура Кюрі фероелектричного переходу становить $T_C \approx 670$ К [11], для SnTe— $T_C \approx 100$ К [12]. Попередні дослідження показали, що часткове заміщення Ge на Sn в SnTe або Ge на Sn в GeTe утворює потрійний сплав $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, який демонструє фероелектричний фазовий перехід [8]. Критична температура фазового переходу в $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ залежить від співвідношення вмісту германію та олова у сплаві [8; 13].

1.3. Фероелектричний фазовий перехід в $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$

Як згадувалося раніше, GeTe і SnTe демонструють фазовий перехід від фероелектричної ромбоєдричної фази до параелектричної гранецентрованої кубічної фази кам'яної солі. Перехід від кубічної (рис. 1.1, а) до ромбоєдричної (рис. 1.1, б) ґратки відбувається тому, що під час охолодження зразка ґратка витягується по діагоналі, зменшуючи при цьому параметр ґратки і внутрішній кут початково кубічної ґратки.

Потрійний сплав $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ має такий самий фазовий перехід, який залежить від вмісту Sn. У SnTe температура Кюрі нижча за кімнатну температуру, а у GeTe— вища. Цей факт дає можливість створити сплав, в якому фазовий перехід відбуватиметься за кімнатної температури.

Точний вміст Sn, при якому відбувається фазовий перехід, все ще залишається предметом дискусій, оскільки результати вимірювань залежать від багатьох факторів. Проте, як було показано в [8] і в [13], належна кількість вмісту олова становить близько 30%. Ці результати були отримані за допомогою температурно-залежної рентгенівської дифракції.

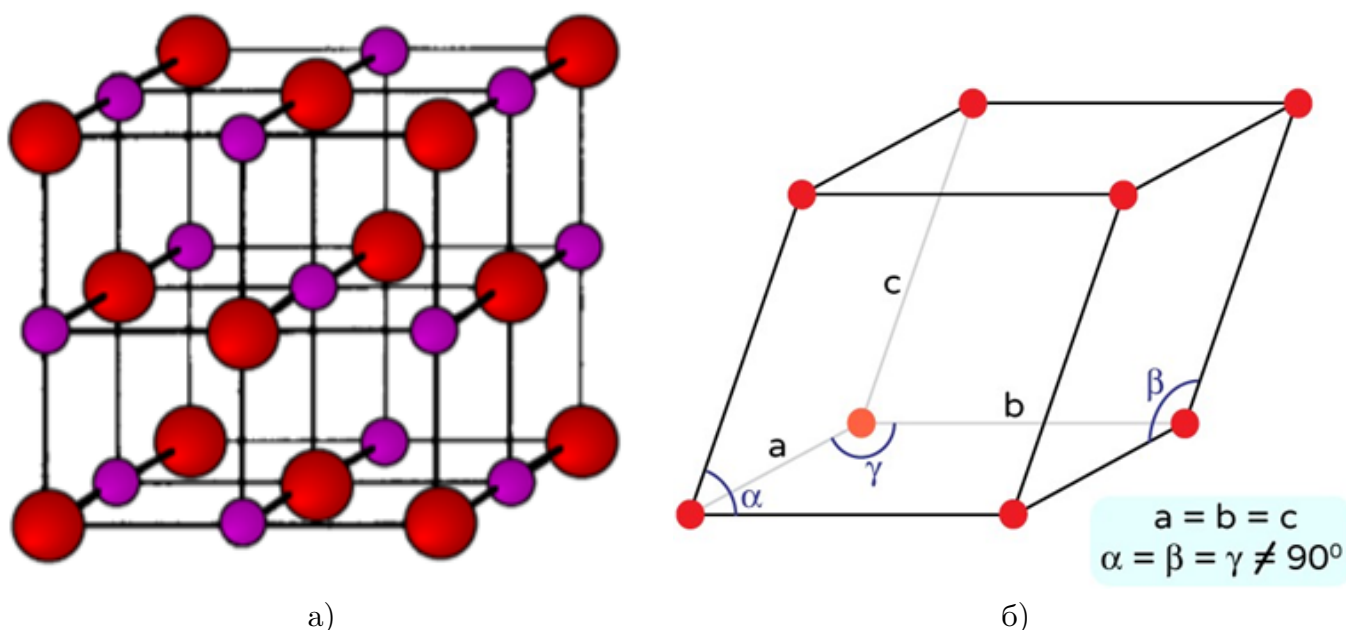


Рис. 1.1. а) кристалічна ґратка кам'яної солі [14]; б) ромбоєдрична ґратка [15].

Параметр ґратки сплаву a , а також ромбоєдричний кут α залежать від співвідношення фаз у сплаві. Мінімальні значення a і α відповідають 0% Sn, тобто просто GeTe, а максимальні - 100%, тобто SnTe. Параметр ґратки змінюється від 5.986Å до 6.319Å, а кут змінюється від 88.36° до 90°, за кімнатної температури. Кут 90° в SnTe, очевидно, відповідає кубічній структурі кам'яної солі. Залежність постійної ґратки a та ромбоєдричного кута α за кімнатної температури показано в таблиці 1.1.

Sn, %	0	5	10	20	30	40	60	100
a , Å	5.986	≈ 6.002	≈ 6.018	6.082	6.082	6.127	6.190	6.319
α , °	88.36	≈ 88.39	≈ 88.42	88.66	88.97	89.05	89.6	90

Таблиця 1.1

Залежність параметру ґратки a та ромбоєдричного кута α від відсоткового вмісту Sn у сплаві (значення для 5% та 10% були апроксимовані з рис.1.2 (а) та (б)) [8]

Залежність температури фазового переходу від складу сплаву близька до лінійної (рис. 1.3). Вона починається від температури Кюрі в SnTe, близько 100 К, потім поступово зростає зі зменшенням відсотку Sn. Температура Кюрі 300 К відповідає 32% Sn у сплаві. Зростання температури зі зменшенням вмісту Sn продовжується аж до температури Кюрі GeTe, яка становить $\approx 670\text{K}$ або 400° за Цельсієм.

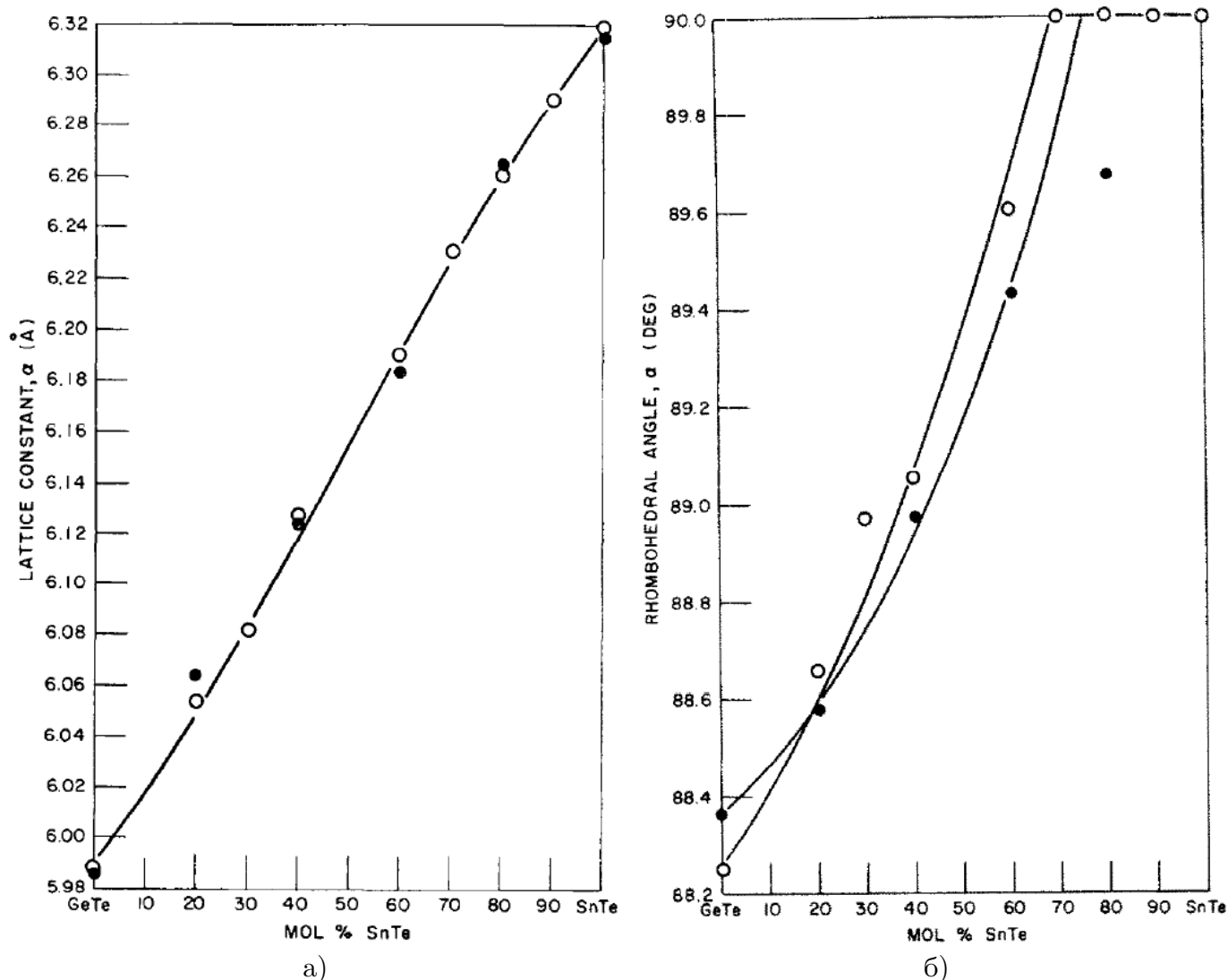


Рис. 1.2. Залежність сталої ґратки a і ромбоєдричного кута α від відсоткового вмісту Sn у сплаві. Білі крапки позначають результати, отримані в [8], чорні крапки позначають результати, отримані в [13]. Рисунок адаптовано з [8].

Задачею цього дослідження є, використовуючи вищезазначену інформацію, з'ясувати вплив вмісту Sn, значення якого впливає на температуру Кюрі сплаву $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, на формування фероелектричних доменів після вирощення методом молекулярно-променевої епітаксії виростити зразки сплавів $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ з різним вмістом олова та провести їх відпалювання; методом атомно-силової мікроскопії дослідити зміни морфології зразків; рентгеноструктурним методом дослідити еволюцію фероелектричних доменів в процесі відпалювання. Провести аналіз впливу вмісту олова на формування фероелектричних доменів і морфологію тонких плівок телуриду олова-германію.

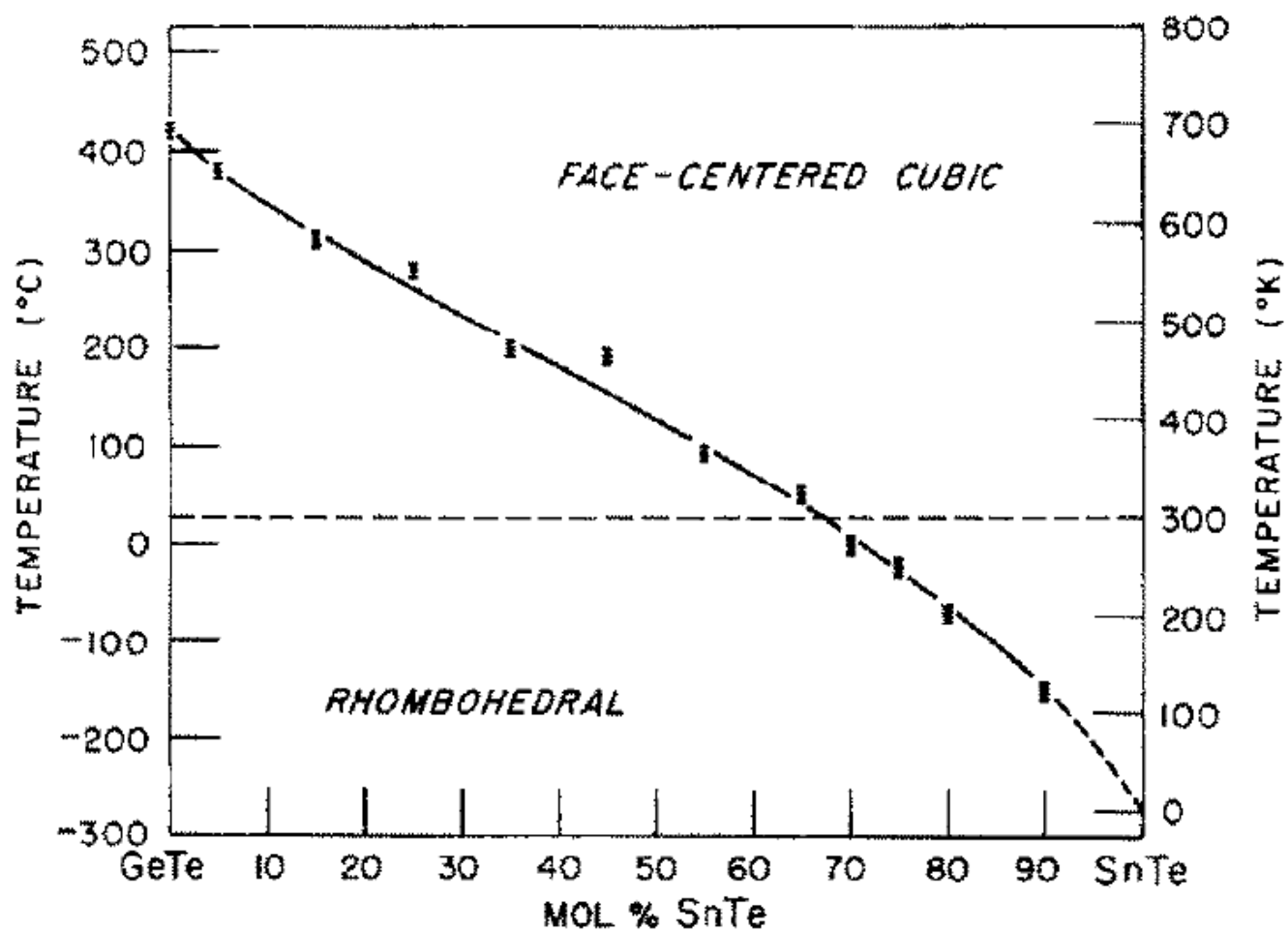


Рис. 1.3. Залежність температури фазового переходу від співвідношення вмісту германію та олова у сплаві [8]

РОЗДІЛ 2.

МЕТОДОЛОГІЯ

2.1. Молекулярно-променева епітаксія

Молекулярно-променева епітаксія (англійською Molecular Beam Epitaxy, скорочено МВЕ) напівпровідників IV-VI групи вже давно використовується для вирощування низьковимірних структур, таких як квантові ями, надгратки, квантові точки, топологічні кристалічні ізолятори та фероелектричні напівпровідники Рашби [4; 16; 17]. МВЕ — це метод випаровування, в якому використовується пучок гарячих газів для вирощування зразка за допомогою, тобто шар за шаром. Весь процес відбувається в надвисокому вакуумі ($10^{-10} - 10^{-11}$ мбар), що дозволяє отримувати зразки високої якості з високоточним хімічним складом і товщиною гетероструктури [16; 17].

2.1.1. Основний принцип

У МВЕ тверді компоненти зберігаються в ефузійних комірках, де вони нагріваються за високих температур і низького тиску. У цих умовах початково тверді компоненти переходять у газоподібну форму. Потім сполуки можна випаровувати за потреби [16; 17].

Процес росту відбувається в надвисокому вакуумі (НВВ). НВВ забезпечує високу середню довжину вільного пробігу молекул. Середня довжина вільного пробігу є важливою властивістю, яка надає молекулам газу можливість подорожувати від ефузійних комірок до підкладки без зіткнень, якщо середня довжина вільного пробігу більша, ніж відстань між коміркою і підкладкою. Щоб уникнути забруднення поверхні зразка під час росту, система МВЕ за-

тримує забруднюючі речовини за допомогою холодних стінок камери довкола підкладки та ефузійних комірок [16; 17].

МВЕ є дуже корисним і популярним методом для наукових цілей завдяки своїм перевагам:

1) гнучкість: одночасно можна випаровувати кілька різних матеріалів, а отже, в одній МВЕ-системі можна приготувати низку різних сполук і широкий спектр сплавів. Різні типи багат шарових структур, що містять шари різних сполук, з різними складами сплавів і дуже різними рівнями легування і профілями, можуть бути вирощені в послідовних циклах вирощування;

2) точність: контроль потоків пучка і часу осадження дозволяє отримувати дуже різкі межі розділу, а також точно контролювати товщину гетероструктури аж до одного атомного шару;

3) сумісність: можна поєднувати з іншими методами *in-situ*, що означає, що під час росту можна використовувати інші методи аналізу, наприклад, дифракцію відбитих високоенергетичних електронів (RHEED);

4) високий рівень чистоти завдяки умовам ультрафіолетового випромінювання;

5) метастабільні сполуки можна вирощувати в умовах МВЕ, далеких від термодинамічної рівноваги [16].

Однак МВЕ має недоліки, які роблять процес дорогим і тривалим. Зокрема, низька швидкість росту зразків через низьку швидкість осадження, неможливість вирощувати велику кількість зразків одночасно, а також експлуатаційні витрати на підтримку постійної продуктивності системи в умовах НВВ вимагають високих зусиль та коштів для підтримки експлуатації. [16; 17].

2.1.2. Вирощення сполук IV-VI

Для забезпечення низького рівня домішок і високого рівня структурної впорядкованості, підкладки, на яких вирощують зразки епітаксійним методом під час МВЕ, повинні мати особливі властивості. Основною вимогою є однакові або близькі параметри кристалічної ґратки між субстратом та компонентами. Крім того, бажано щоб вони мали однакову кристалічну структуру і коефіцієнт термічного розширення [16; 17].

Оскільки в нашій роботі ми використовуємо сполуки IV-VI, які, як правило, мають великі параметри ґратки, традиційні підкладки з Si або GaAs чи інших цинкових сумішей не підходять. Основним матеріалом, яка використовується для цих сполук, є BaF_2 . Він має параметр ґратки $6.2\text{\AA}$, тобто менше 5% розбіжності ґратки зі звичайними сполуками IV-VI, такими як PbTe, SnTe, GeTe, які мають параметр ґратки $6.462\text{\AA}$, $6.323\text{\AA}$ і $5.99\text{\AA}$ відповідно (таблиця 2.1). Варто зазначити, що BaF_2 має близькі значення коефіцієнта теплового розширення з SnTe — 18.8 і 21 відповідно. Коефіцієнт термічного розширення є важливим під час охолодження зразка після росту, оскільки великі деформації виникають, якщо ці коефіцієнти дуже відрізняються [16; 17].

Таблиця 2.1

Матеріали підкладок та їх властивості, необхідні для МВЕ сполук IV-VI [17]

Матеріал	Кристалічна структура	Стала ґратки, $\text{\AA}$	Бажана орієнтація
PbTe	Кам'яна сіль	6.462	(001)
SnTe	Кам'яна сіль	6.300	(001)
GeTe	Кам'яна сіль	5.99	(001)
BaF_2	Фтористий кальцій	6.200	(111)
Si	Діамант	5.431	(111), (001)
GaAs	Цинкова обманка	5.653	(001)

2.1.3. Лабораторне устаткування

Зразки вирощували на багатокамерній системі МВЕ, яка містить:

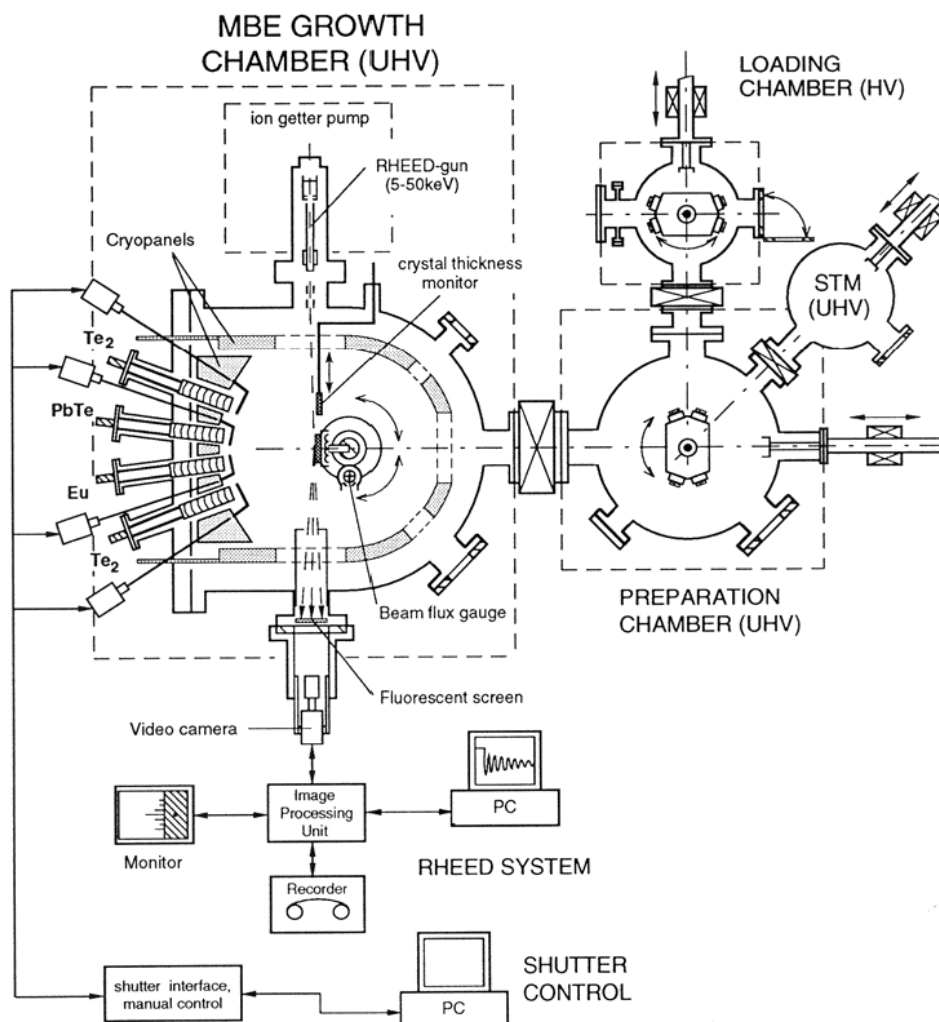


Рис. 2.1. Схематичне зображення системи МВЕ (вигляд у поперечному перерізі) [16]

- Камера НВВ охолоджується водою поруч із підкладкою та ефузійними комірками. Систему накачують за допомогою насосів сублімації титану, та іонно геттерних насосів, які відпомпуюють камеру до $5 \cdot 10^{-11}$ мбар. В основній камері росту можна підтримувати тиск $5 \cdot 10^{-10}$ мбар під час процесу росту;
- Молібденовий тримач підкладки, який можна повертати на 60 градусів навколо осі витримує температуру T до 800°C . Монітор потоку пучка розміщений поруч з маніпулятором підкладки;

- 8 ефузійних комірок, завантажених сполуками, які використовуються для вирощування, і засувки на них для переривання пучків за необхідності за 0,2 секунди;
- пірометр, розміщений ззовні за межами системи, який може контролювати температуру;
- багатоканальний PID-регулятор температури;
- Дифракція електронів високої енергії на відбиття (з англійської RHEED — Reflection high-energy electron diffraction) для вимірювань *in-situ*;
- камеру підготовки для зберігання зразків в умовах НВВ або їх подальшої модифікації (наприклад, відпалу);
- ще одна камера НВВ, обладнана STM;
- завантажувальна камера, щоб завантажувати або виймати зразок назовні, не порушуючи умови НВВ в інших камерах.

2.2. Пірометрія

2.2.1. Вступ

Контроль температури під час МВЕ має важливе значення. Товщина плівки і фазовий склад сплавів і сполук залежать від швидкості росту. Остання залежить від температури. Таким чином, правильне визначення температури під час росту зразка безпосередньо впливає на якість отриманої плівки.

Існує багато способів визначити температуру зразка під час росту. Список методів скорочується, якщо врахувати бажання виростити чистий зразок, заради отримання якого ми не можемо втручатися в поверхню зразка безпосередньо, особливо будь-якими механічними засобами. На щастя, існують способи визначення температури об'єктів без взаємодії з ними. Наприклад, можна визначити температуру зразка опосередковано, помістивши термопару під підкладку. Цей метод має недоліки: між температурою зразка і підкладки буде значна різниця, і тепло буде поширюватися нерівномірно по всьому зразку і субстрату, що призведе до градієнтів температури на поверхні підкладки.

Раніше згадані недоліки можна усунути за допомогою пірометрії. Це метод вимірювання температури, який дозволяє правильно визначити температуру зразка без взаємодії з поверхнею і вимірювання різних сторін зразка, а також визначити температурні градієнти, якщо вони мають місце. У цьому розділі ми детально опишемо цей метод.

2.2.2. Випромінювальна здатність

Хоча Абсолютно чорне тіло є абстрактним поняттям, його можна використовувати як точку відліку для кількісного опису теплового випромінювання інших об'єктів. Змінна, яка описує, скільки теплового випромінювання випро-

мінюється з поверхні об'єкта порівняно з абсолютно чорним тілом, називається випромінювальною здатністю ε . Математично її можна описати наступним чином:

$$I_{object} = \varepsilon \cdot I_{Planck},$$

де I - інтенсивність випромінювання. Оскільки випромінювальна здатність є відносною мірою теплового випромінювання об'єкта порівняно з абсолютно чорним тілом, її діапазон коливається від 0 до 1, де $\varepsilon = 0$ означає, що об'єкт випромінює 0 теплового випромінювання, а $\varepsilon = 1$ означає, що об'єкт випромінює стільки ж випромінювання, скільки й абсолютно чорне тіло.

Як згадувалося раніше, теплове випромінювання залежить від температури, що дає можливість вимірювати температуру за допомогою вимірної раніше випромінювальної здатності. Метод вимірювання температури за допомогою теплового випромінювання називається пірометрією, а відповідний інструмент — пірометром.

2.2.3. Лабораторне устаткування

Експериментальна установка (рис. 2.2) складалася з: лабораторної нагрівальної плити з точним нагріванням і контролем температури; цифрового термометра VOLTCRAFT K204, оснащеного термопарою К-типу з температурним діапазоном від -200°C до 1370°C , точністю $+1^{\circ}\text{C}$ і роздільною здатністю 0.1°C за Цельсієм; високопродуктивний інфрачервоний пірометр Optris CTvideo 3M, призначений для послідовного і точного вимірювання температури від 50°C до 350°C з використанням спектрального діапазону $2,3\mu\text{m}$ [18]. Для того, щоб відтворити умови росту МВЕ, зразок розміщували на танталовій фользі, використовуючи термопасту InGa. Танталову фольгу зі зразком розміщували на нагрівальній пластині, а термопару прикріплювали до танталової фольги за допомогою срібної термопасти. Пірометр закріплювали над нагрівальною

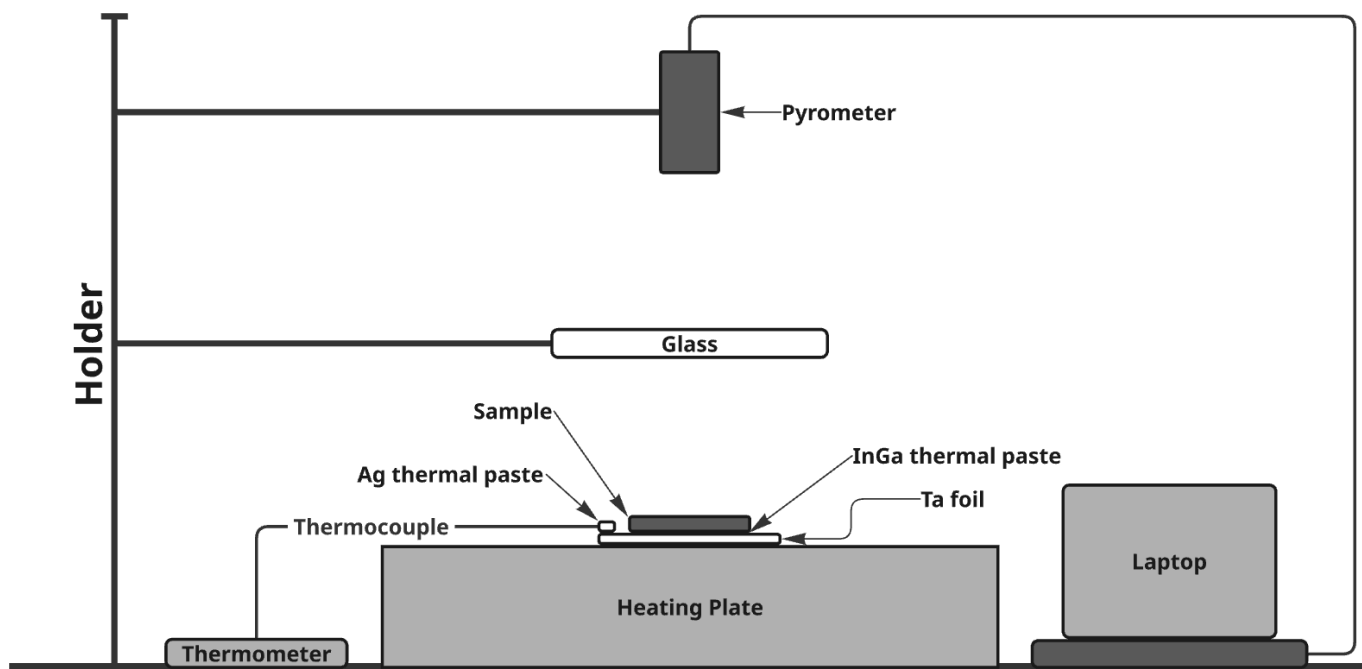


Рис. 2.2. Схема лабораторної установки для пірометрії

пластиною, орієнтуючи його у напрямку нормалі до площини зразка. Схема лабораторної установки зображена на рис. 2.3.

2.2.4. Алгоритм вимірювання

Бажане значення випромінювальної здатності задавалося безпосередньо в програмному забезпеченні «Compact Connect» на підключеному комп'ютері. Візуальні дані з пірометра і значення температур, що відповідають заданій випромінювальній здатності, передавалися на підключений комп'ютер і відображалися на ньому. Значення випромінювальної здатності реєстрували для двох випадків: а) без оптичних перешкод між зразком і пірометром; б) за наявності скла між пірометром і зразком, що відповідає реальним умовам росту МВЕ.

Основний перелік значень випромінювальної здатності, які фіксувалися: 0.1, 0.2, 0.25, 0.29, 0.30, 0.35, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0. Процес вимірювання проводився в такому порядку:

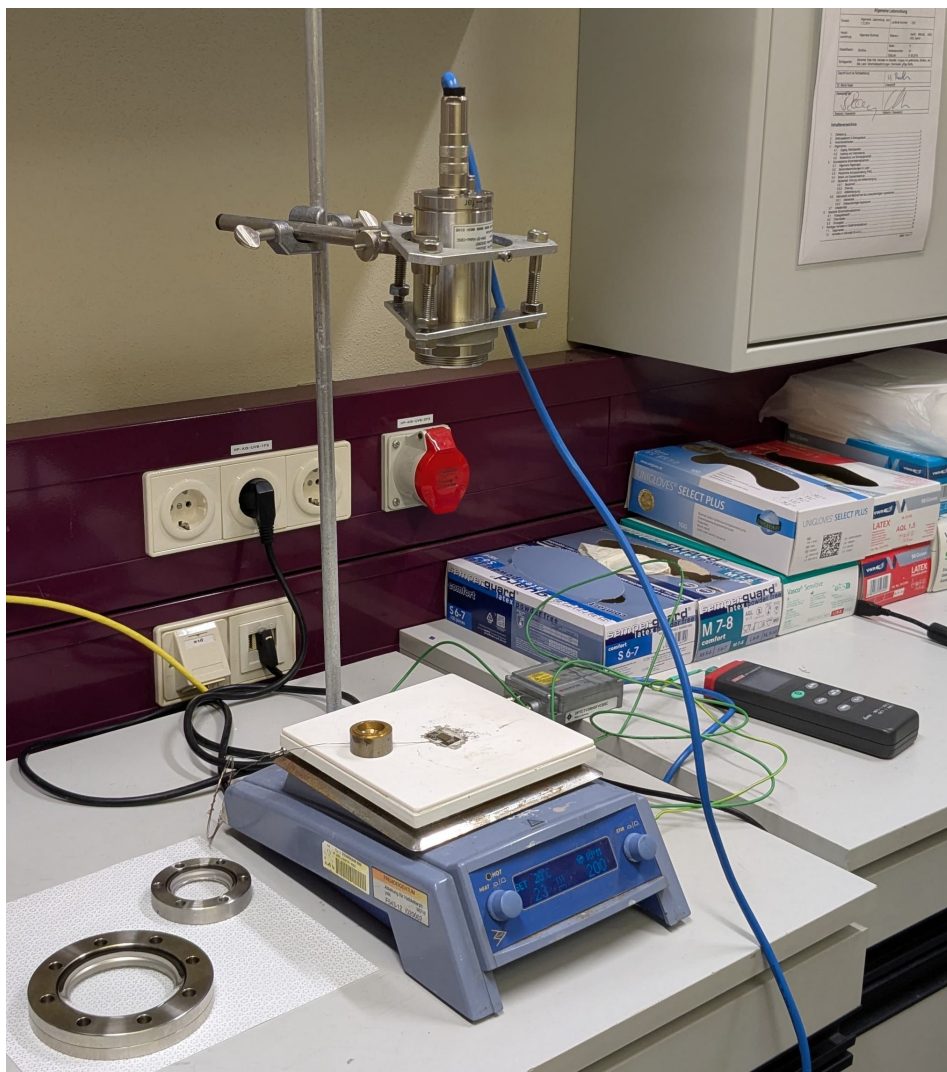


Рис. 2.3. Лабораторне обладнання для пірометрії

- 1) на нагрівальній пластині була встановлена бажана температура (наприклад 200°C);
- 2) потім ми чекали 5-15 хвилин, щоб стабілізувати температуру зразка, оскільки нагрівальна пластина спочатку перегрівається, а потім поступово охолоджується в часі;
- 3) коли температура стабілізувалася, встановлювалося значення випромінювальної здатності. Через 5-15 секунд записували значення температури, одне без оптичних перешкод, а друге - з лабораторним склом як перешкодою, що знижувало розраховану температуру. Зафіксовані значення записували в таблицю Microsoft Excel;
- 4) встановлювалися наступні значення випромінювальної здатності і повторювався третій крок;

5) після перебору основного списку значень *справжні*¹ значення температур, що відповідають заданій випромінювальній здатності, записувалися окремо з точністю ~ 0.01 як з лабораторним склом як перешкодою, так і без нього;

6) вся процедура повторюється для наступного значення температури.

¹Під «справжніми» значеннями маються на увазі значення випромінювальної здатності, для яких спостерігається найменше відхилення розрахованої температури від температури термopари.

2.3. Атомно-силова мікроскопія

Атомно-силова мікроскопія (АСМ) — це відгалуження сканувальної зондової мікроскопії (СЗМ), яке дає можливість отримувати зображення поверхні з роздільною здатністю до нанорозмірних/атомних розмірів. Вперше СЗМ була винайдена як сканувальна тунельна мікроскопія (СТМ) у 1982 році Г.Біннігом і Х.Рорером [19]. Цей винахід був відзначений Нобелівською премією з фізики в 1986 році [20]. СТМ використовує ефект квантового тунелювання для сканування топографії поверхні зразка, що вимагає, щоб зразок був провідним. Пізніше розроблена АСМ дає можливість сканувати непровідні матеріали. Крім того, АСМ є відносно дешевшим і простішим інструментом [21—23]. З часу свого розвитку АСМ був модифікований для вимірювання величезної кількості різних властивостей і виконання багатьох додаткових (не візуалізаційних) експериментів, а в поєднанні з більшою гнучкістю методу в плані типів сканованих зразків, АСМ сьогодні використовується набагато ширше, ніж СТМ [23].

2.3.1. Основний принцип

В основі всіх методів СЗМ лежить аналіз взаємодії між зразком і зондом. У СТМ аналізується тунельний струм, в АСМ — сили між поверхнею зразка і гострим наконечником. Наконечник встановлюється на кантилевері, який може згинатися і переміщуватися у всіх трьох вимірах. У найпоширенішій схемі положення кантилевера визначається за відхиленням лазерного променя від задньої поверхні кантилевера. (Рис. 2.4). Відхилення реєструється фотодіодом і через схему зворотного зв'язку передається на комп'ютер, де зазвичай зображується у вигляді 2D мапи морфології поверхні [21; 22].

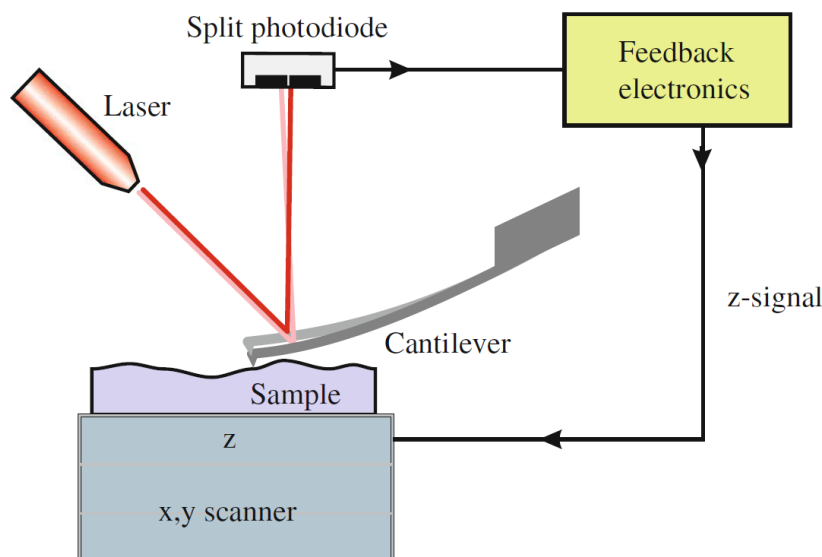


Рис. 2.4. Схематична ілюстрація, що показує основний принцип отримання зображень методом АСМ [22].

На рисунку 2.5 детально описано, як лазерний промінь від лазерного діода відхиляється від задньої сторони кантилеверу. Задня сторона повинна бути дзеркальною. Відхилений промінь реєструється двома фотодіодами, розділеними невеликою щілиною. Різниця виникає, коли наконечник стикається з поверхнею зразка і рухається вгору або вниз, відповідно до морфології. Рухи вістря є прямим результатом нерівностей поверхні, тому «пагорби» в поверхні відхиляють вістря вгору, а «западини» в поверхні відхиляють вістря вниз. Відповідне згинання наконечника переміщує кантилевер, який змушує промінь відхилятися від дзеркальної поверхні на задній стороні кантилевера відповідно до змін. Коли кантилевер згинається, комп'ютер реєструє різницю сигналів $S_A - S_B$ з фотодіодів, яка представляє собою різницю оптичних шляхів, пройдених падаючими лазерними променями. Ця різниця потім використовується для визначення вигину кантилеверу. Також, щоб знехтувати флуктуаціями інтенсивності лазерного променя, використовується нормована інтенсивність, яка може бути описана за допомогою цього простого виразу: $(S_A - S_B)/(S_A + S_B)$ [22].

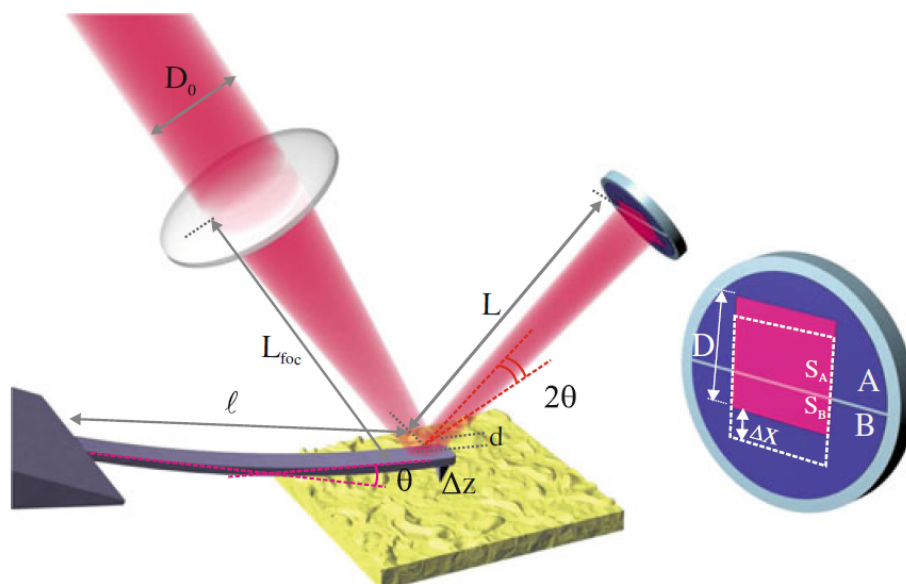


Рис. 2.5. Схематична ілюстрація, що показує відхилення лазерного променя від задньої сторони кантилеверу [22].

2.3.2. Режими роботи

З розвитком технології АСМ були розроблені різні методи або режими зондування. Найчастіше використовуються три з них: статичний режим, динамічний режим та їх комбінація — режим постукування [24]. Ми використовували останній — режим постукування, але важливо описати перші режими, щоб зрозуміти різницю.

Термін «статичний режим» означає, що кантилевер залишається статичним, на відміну від терміну «динамічний режим», коли кантилевер коливається. Крім того, режими можуть бути контактними або безконтактними, залежно від того, які сили реєструються — відштовхувальні або притягальні, відповідно.

Статичний режим використовується на дуже малих відстанях між наконечником і зразком (≈ 1), тому сили можуть бути виміряні шляхом аналізу вертикального відхилення консолі Δz за законом Гука $F = -k\Delta z$, де k - пружна константа консолі. У цьому режимі задається опорна величина сили і вимірюється різниця сил. Коли наконечник зустрічається з деякими морфологічними сходинками або отворами, відповідно змінюється сила між

наконечником і зразком. Ця зміна контролюється контуром зворотного зв'язку, який намагається підтримувати силу між наконечником і зразком постійною, тому змінює z -координату наконечника, щоб відобразити морфологію. В результаті отримуємо топографічні xu -зображення зареєстрованого прогину Δz [22].

Виміряні сили є результатом підсумовування сил між мільярдами атомів у наконечнику і зразку. Сили притягання набагато слабші за сили відштовхування і менше залежать від відстані, тому вони формують «фонову» силу. В результаті, невелика зміна відстані незначно змінює сили притягання, але сильно змінює сили відштовхування. Цей факт уможливорює зондування навіть атомної роздільної здатності [22].

Основною проблемою статичного (контактного) режиму є можливе пошкодження зонда/зразка під час зондування. Може виникнути ситуація, коли сили між наконечником і поверхнею зразка є притягальними, а між вістрям наконечника і поверхнею вже є відштовхувальними. Це може призвести до деформації наконечника або поверхні зразка [22].

Також можна використовувати режим постійної висоти, в якому процес не дуже відрізняється від режиму постійної сили — головна відмінність полягає в тому, що ми вимірюємо не відхилення, а сили. Це призводить до можливості зондування феромагнітних/фероелектричних областей поблизу поверхні зразка, які прикладають електромагнітні сили до вістря [22].

Динамічний режим — це режим, в якому кантилевер коливається вертикально навколо деякого проміжного положення. Коливання відбуваються за допомогою п'єзоприводу, частота якого зазвичай близька до резонансної частоти кантилевера, а амплітуди коливань не дуже великі. Через взаємодію між наконечником і поверхнею частота коливань змінюється. Ці зміни можна виміряти в режимі частотної модуляції (ЧМ). Зменшення частоти відповідає силам притягання між наконечником і зразком, тоді як збільшення — силам відштовхування [22].

Режим постукування — ще один спосіб вимірювання топографії. У цьому режимі кантилевер рухається з постійною частотою і амплітудою, набагато більшою, ніж у динамічному режимі, від 20 до 100 нм [21]. Коли наконечник стикається з поверхневими дефектами, амплітуда змінюється, що відхиляє кантилевер. Система вимірює середньоквадратичне значення відхилення від еталонного значення амплітуди і інтерпретує результати як морфологію поверхні. Ця методика поєднує в собі переваги статичного (контактного) режиму, а саме атомну роздільну здатність, і динамічного (безконтактного) режиму, що полягає у зменшенні бічних сил між наконечником і зразком. Результатом є зменшення зносу поверхні і наконечника порівняно з контактним режимом і збільшення роздільної здатності порівняно з безконтактним режимом [21; 22]. Зважаючи на ці переваги, ми використовували режим постукування у цій роботі.

2.3.3. Лабораторне устаткування

У цій роботі використовувався АСМ установка Dimension 3100 фірми Digital Instruments Inc. (тепер Bruker) з контролером NanoScope IV (рис. 2.6). Він складається з кантилевера, який поширює лазерний промінь через лінзу на задній стороні кантилевера. Потім лазерний промінь відбивається і через дзеркала і лінзу потрапляє на роздільний фотодіодний детектор. Також система має камеру, яка спрямована на кантилевер ззаду, оснащену джерелом світла, вона використовується для налаштування положення кантилевера за допомогою комп'ютера. Стандартний тримач кантилевера зображений на рис. 2.7. Сам кантилевер встановлюється на паз, який з'єднаний з підпружиненим затискачем. Фотографію системи можна побачити в додатку Б на рис. 12. Отримані АСМ-зображення обробляли та аналізували за допомогою програмного забезпечення у вільному доступі Gwyddion [25].

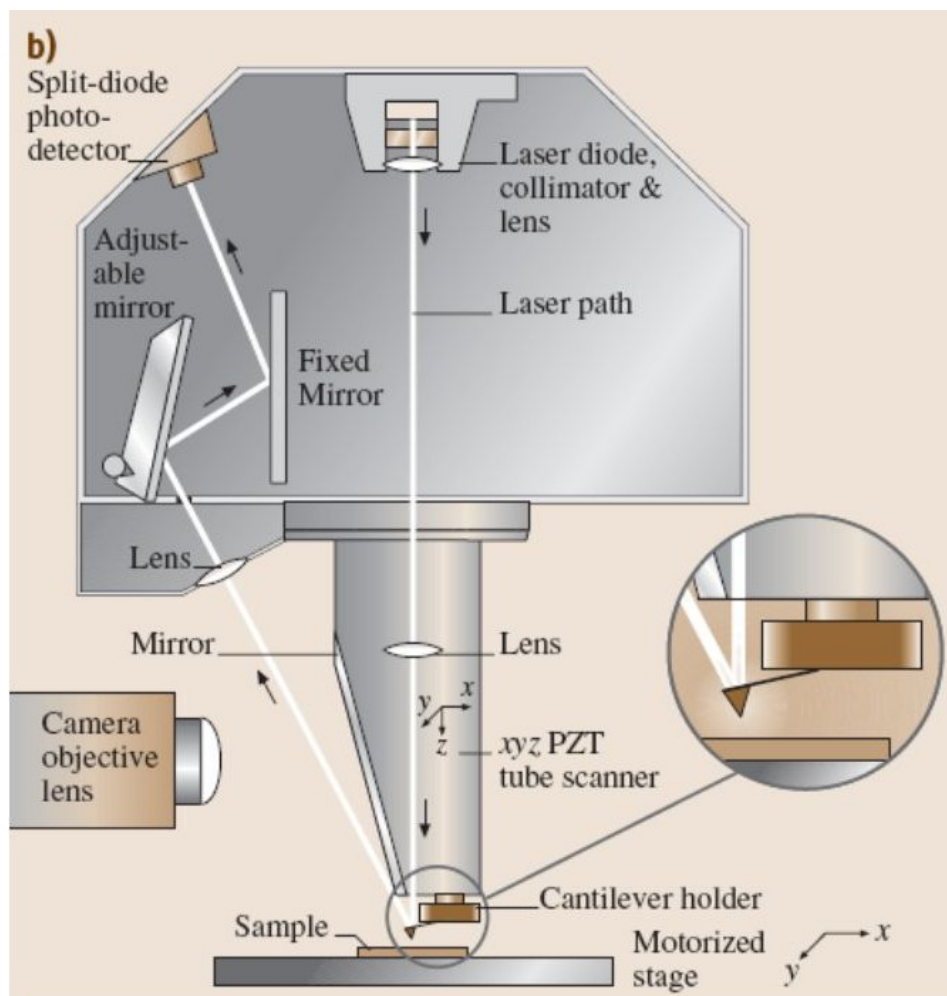


Рис. 2.6. Схематична ілюстрація, що показує принцип вимірювання поверхні зразків за допомогою АСМ [26]

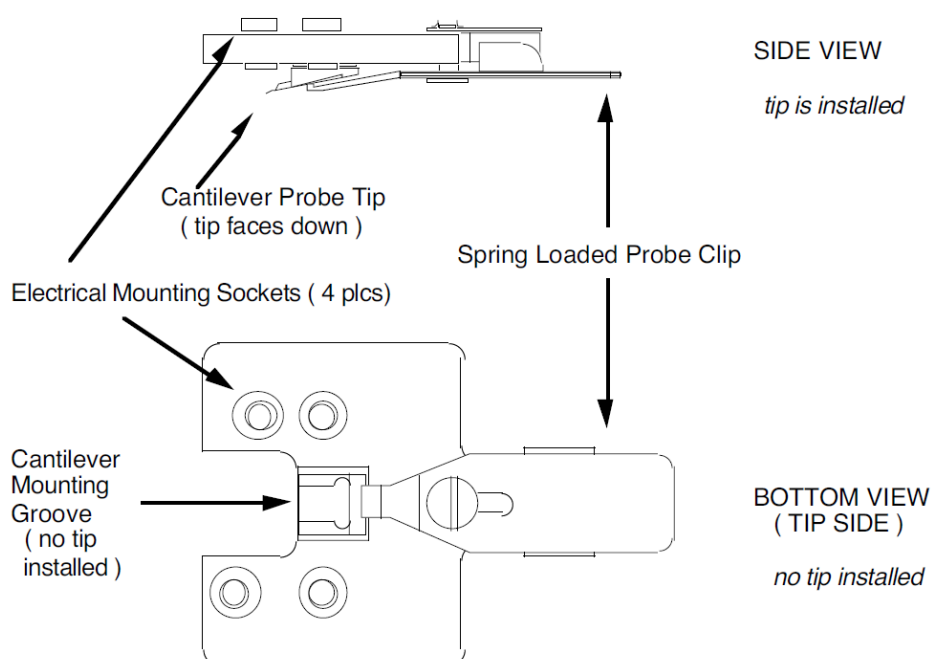


Рис. 2.7. Схематичне зображення стандартного тримача кантилевера. [27]

2.4. Рентгенівська дифракція

Рентгенівська дифракція (англійською X-ray Diffraction, скорочено XRD) — це потужний метод аналізу структури різних матеріалів, зокрема тонких плівок. Через широке використання тонких плівок у різних галузях техніки і науки, таких як електроніка, оптика, мікроелектроніка тощо, дуже важливо досліджувати їхні внутрішні параметри. Властивості тонких плівок можуть суттєво відрізнятися від властивостей їхніх об'ємних аналогів, і рентгенівська дифракція дає змогу зрозуміти ці відмінності.

За допомогою XRD можна отримати: геометричні властивості, розміри зерен, переважні орієнтації, наявну деформацію та інформацію про склад тонкої плівки. Структурна інформація необхідна для аналізу і подальшої модифікації плівки або умов її росту. Найбільш корисними для нас властивостями, які можна отримати з XRD, є наступні:

- 1) переважна орієнтація доменів всередині плівки;
- 2) фазовий склад плівки;
- 3) утворення додаткових фєроелектричних доменів;
- 4) вплив відпалювання на існуючі домени.

Існує ряд недоліків XRD, які мають суттєве значення для нашої роботи — XRD практично не має просторової роздільної здатності, тобто основна інформація яку ми отримуємо стосується саме 2D поверхні зразку, також деяка отримана інформація може бути інтерпретована неоднозначно, наприклад, зсув положень піків може бути інтерпретований як домени (деформація) або як розпад сплаву.

І навпаки, переваги рентгенівської дифракції зробили цю методику такою поширеною: вона дуже точна, дозволяє досліджувати великі площі плівок, а також проводити додаткові вимірювання вздовж рентгенограми (наприклад, можна нагріти зразок і дослідити, як змінюються результати XRD *in-situ*), і, нарешті, — не руйнує зразки.

2.4.1. Огляд теорії розсіювання

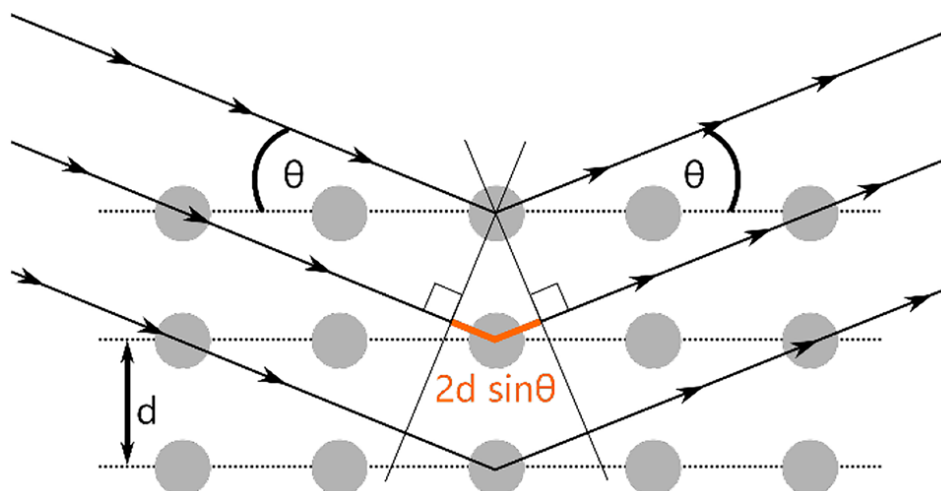


Рис. 2.8. Бреггівське відбиття від атомних площин [28]

Основне рівняння, яке використовується в XRD, - це так зване рівняння Бреґґа:

$$2d_{hkl} \sin \theta_B = n\lambda,$$

де d - відстань між атомними площинами, hkl - індекси Міллера цієї між-площинної відстані, λ - довжина хвилі рентгенівських променів, n - порядок дифракційних максимумів і θ_B - кут падіння променів, під яким відбувається дифракція, також званий кутом Бреґґа. Візуалізація розсіювання рентгенівських променів наведена на рис. 2.8.

2.4.2. Методи сканування

Різні рентгенівські дифрактометри мають різну кількість ступенів свободи. Основний список складається з: координат x , y , z та кутів ω , θ , φ , ψ (або χ). Візуальне представлення кутів можна побачити на рис. 2.9. Ці кути можна описати так:

- ω — кут падіння променя, або кут між площиною поверхні зразка і джерелом;

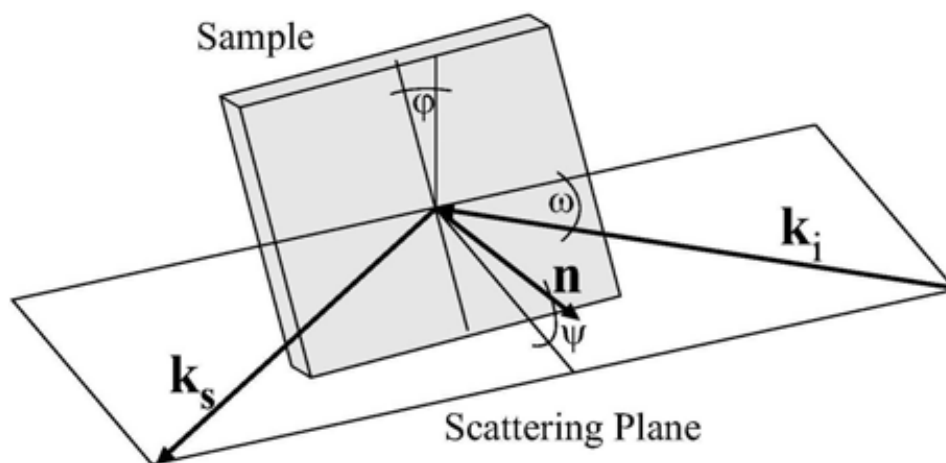


Рис. 2.9. Схематичне зображення, яке представляє кути рентгенівської дифракції [29].

- θ — кут розсіювання променя, або кут між площиною поверхні зразка і детектором;
- φ — кут, який описує поворот зразка навколо осі, паралельної його нормалі $\mathbf{n}$;
- ψ or χ — кут між площиною розсіювання та нормаллю до поверхні.

Важливо зазначити, що «нормаль поверхні» $\mathbf{n}$ не є рівномірною, оскільки зразки не є ідеальними і тому не мають рівномірно паралельної поверхні. Отже, ω , θ і χ зазвичай мають деякі зсуви у точці падіння променя на поверхню. Цей зсув слід враховувати при кожному вимірюванні.

Як було сказано раніше, ми візьмемо $\mathbf{n}$ за вісь z , напрямок y паралельний площині розсіювання, а напрямок x — останній, перпендикулярний до y і z .

Існує декілька методів сканування, які широко використовуються в XRD, такі як $\omega/2\theta$ та Rocking curve, але існує багато інших типів.

Rocking curve або ω -сканування — це метод, в якому фіксується кут розсіювання 2θ на деякому значенні, і сканується зразок шляхом його переміщення, що призводить до зміни кута ω . На графіку «Інтенсивність як функція ω » отримуємо криву у формі «дзвона», яка залежить від структурних нерівностей зразка, таких як дислокації.

$\omega/2\theta$ це сканування, коли детектор і джерело вирівняні таким чином, що ω дорівнює половині 2θ , а детектор і джерело променів рухаються одночасно, що означає, що бреггівська площина завжди буде паралельна поверхні. Це

основний метод сканування для дослідження тонких плівок, який ми використовували в нашій роботі.

У спектрах $\omega/2\theta$ сигнал отриманий від підкладки зазвичай є найбільш інтенсивним у порівнянні із сигналом від тонких плівок внаслідок значної переваги в товщині підкладки. Зокрема, в нашій роботі, епітаксійні плівки $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ на порядок тонші за підкладку BaF_2 . Крім того, деформація всередині зразка (наприклад, від фероелектричних доменів) або зміни в складі можуть зміщувати положення дифракційних піків, як ми побачимо пізніше.

2.4.3. Зв'язок між кутовими і оберненими координатами

$\omega/2\theta$ зазвичай дає результати у вигляді графіків «Інтенсивність як функція 2θ ». Це не завжди найкращий спосіб представлення результатів, тому було винайдено інший спосіб побудови графіків. Обернений простір представляє результати у координатах Q_x і Q_z , які обчислюються з отриманих ω і 2θ . Вектор $\mathbf{Q}$ є вектором дифракції і визначається як різниця між хвильовими векторами падаючого та розсіяного рентгенівських пучків:

$$\mathbf{Q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s.$$

Почнемо з того, що обчислимо окремо Q_x та Q_z :

$$|\mathbf{Q}| = 2|\mathbf{k}_{i,s}| \sin \theta \Rightarrow Q = 2k \sin \theta,$$

де θ — кут розсіяння. Будемо використовувати $\mathbf{Q}$ у компланарній системі координат розсіяння, в якій він ортогональний до нормального вектора $\mathbf{n}$ площини в напрямку y так, що $\mathbf{Q} = (Q_x, 0, Q_z)$. Використовуючи цю умову та

$k = 2\pi/\lambda$, ми можемо отримати:

$$Q_x = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta \sin(\omega - \theta), \text{ та}$$

$$Q_z = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta \cos(\omega - \theta).$$

На мапі оберненого простору (МОП) легше помітити додаткові фероелектричні домени, які утворюються в $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ після процесу відпалу, а також можна розрахувати параметр ґратки потрійного сплаву $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ в залежності від фазового складу. Математичні формули для отримання параметрів ґратки з координат МОП мають вигляд:

$$a_{\perp} = \frac{2\pi}{Q_z} l, \quad a_{\parallel} = \frac{2\sqrt{2}\pi}{Q_{x,[110]}} h,$$

де $a_{\perp}$ вздовж $\mathbf{n}$ і $a_{\parallel}$ вздовж поверхні, h і l — індекси Міллера [29].

2.4.4. Лабораторне устаткування

У цій роботі було використано рентгенівський дифрактометр X'Pert фірми Malvern Panalytical. Зазвичай він має такі компоненти: шафу (додаток Б рис. 13), яка складається з радіаційного корпусу і блоку електроніки та підтримки; гоніометр для переміщення зразка; рентгенівська трубка, що є джерелом рентгенівських променів; оптичні модулі для рентгенівських пучків; ойлерівська 5-осьова каретка; детектор [30].

Зразок утримується на підставці (додаток Б рис. 14), яка встановлена на гоніометрі. Радіаційний корпус виготовлений зі сталі і може бути закритий за допомогою свинцевого скла в передніх дверцятах, яке поглинає стільки ж рентгенівського випромінювання, скільки 1 мм свинцю [30]. Дані були побудовані і проаналізовані за допомогою програмного забезпечення AMASS [31].

РОЗДІЛ 3.

РЕЗУЛЬТАТИ

3.1. Матеріали та умови проведення експерименту

Тонкі плівки GeTe, SnTe, і потрібні сплави $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ на їх основі, а також кристал BaF_2 використовували для дослідження:

- випромінювальної здатності ϵ та її залежності від температури T за допомогою пірометрії;
- впливу відпалювання на впорядкування структуру поверхні за допомогою АСМ;
- впливу відпалювання на формування додаткових фероелектричних доменів за допомогою XRD.

Вищезгадані експерименти були проведені на переліку зразків: BaF_2 , GeTe, SnTe, $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$, $\text{Ge}_{0.6}\text{Sn}_{0.4}\text{Te}$, $\text{Ge}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}\text{Te}$. Зразок фториду барію (BaF_2) є підкладкою, на якому вирощували тонкі плівки, тому його використовували як еталон для пірометричних вимірювань. Товщини зразків та матеріали, що вивчалися в пірометрії, можна знайти в таблиці 3.1.

Таблиця 3.1

Зразки, досліджені в пірометричних експериментах.

Матеріал	GeTe	SnTe	$\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$	BaF_2
Товщина	4 $\mu\text{м}$	1.14 $\mu\text{м}$	1 $\mu\text{м}$	1 мм

Зразки вирощували за допомогою МВЕ за температури 205°C, використовуючи ефузійні комірки з GeTe і SnTe. Час вирощування залежав від сумарного потоку з комірок GeTe і SnTe і становив близько 1 год для кожного зразка. Потім на них попарно наносили Al_2O_3 . $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2509) і $\text{Ge}_{0.6}\text{Sn}_{0.4}\text{Te}$ — у першій парі, а $\text{Ge}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}\text{Te}$ і $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2508) — у другій. Пізніше зразки були відпалені в тих же парах в 3 етапи, з підвищенням температури

відпалювання на кожному етапі. Номери зразків, їхні товщини і склад наведені у таблиці 3.2.

Таблиця 3.2

Зразки сплаву $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, які досліджувалися.

Номер	VA2507	VA2508	VA2509	VA2510
Матеріал	$\text{Ge}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}\text{Te}$	$\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$	$\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$	$\text{Ge}_{0.6}\text{Sn}_{0.4}\text{Te}$
Товщина	$1\mu\text{м}$	$1\mu\text{м}$	$1\mu\text{м}$	$1\mu\text{м}$

Температури росту і обробки зразків наведено в таблиці 3.3. «ALD» означає осадження оксиду алюмінію (з англ. ALD - atomic layer deposition), «ann» означає відпалювання (з англ. annealing - відпалювання), ε — випромінювальна здатність, що використовується в пірометрії під час процесу. Зразки було вирощено за температури 225°C використовуючи $\varepsilon = 0.29$, оскільки на той час ще не було знайдено дійсне значення випромінювальної здатності сплаву $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. Судячи з результатів пірометрії, відповідна температура зі значенням випромінювальної здатності $\varepsilon = 0.41$ була б $\approx 205^\circ\text{C}$.

Таблиця 3.3

Вирощені зразки та етапи їх обробки з відповідними температурами.

Номери	Sn_x , %	T_{growth} , $^\circ\text{C}$	T_{ALD} , $^\circ\text{C}$	T_{ann1} , $^\circ\text{C}$	T_{ann2} , $^\circ\text{C}$	T_{ann3} , $^\circ\text{C}$
VA2507	10	205	150	200	240	280
VA2508	20	205	150	200	240	280
VA2509	20	205	150	240	260	295
VA2510	40	205	150	250	270	300

3.2. Калібрування температури

Як згадувалося раніше, для правильного визначення товщини і співвідношення фаз необхідно знати температуру зразка під час росту МВЕ. Ми використовували пірометрію для отримання випромінювальної здатності зразків, яку потім використовували в інших експериментах. У цьому розділі ми

пояснимо процес вимірювання випромінювальної здатності, схему лабораторної установки та отримані результати.

GeTe і SnTe є сполуками, які утворюють потрійний сплав, тому слід очікувати випромінювальну здатність сплаву між випромінювальними здатностями GeTe і SnTe, і також, залежну від співвідношення фаз.

Для вимірювання температурної залежності для всіх зразків були встановлені наступні значення випромінювальної здатності: 0.1, 0.2, 0.25, 0.29, 0.30, 0.35, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0. Крім того, для всіх зразків були виміряні фактичні значення випромінювальної здатності як функції температури. Вважається, що дійсне значення випромінювальної здатності досягається тоді, коли температура, виміряна пірометром, збігається зі значенням, виміряним термопарою. Вимірювання проводилися в діапазоні температур від 200 до 380 градусів за Цельсієм.

Випромінювальна здатність для BaF₂, GeTe, SnTe вимірювалася шляхом нагріву за допомогою нагрівальної плити до певної температури в наступному порядку: 200-250-...-350-380-325-...-225°C. Випромінювальна здатність для Ge_{1-x}Sn_xTe була виміряна шляхом нагріву за допомогою нагрівальної плити до певної температури в іншому порядку, як показано нижче: 200-225-250-...-350-380°C. Реально отримані значення температури зразків відрізнялися від заданих на плиті в середньому на 15-25°C.

Як видно з отриманих результатів (рис. 3.1), тонкі плівки GeTe, SnTe і Ge_{1-x}Sn_xTe мають практично однакову випромінювальну здатність, яка є постійною і не залежить від температури в цьому температурному вікні в межах похибки вимірювання. Всі зразки показали зростання абсолютної похибки випромінювальної здатності з підвищенням температури, що можна побачити на прикладі VA2508 Ge_{0.8}Sn_{0.2}Te (рис. 3.2, а), тоді як відносна похибка практично не залежить від температури в цьому вікні вимірювання (рис. 3.2, б). Зразок BaF₂ є прозорим для вікна вимірювання пірометра, яке лежить у інфрачервоного діапазоні довжин хвиль 2.3μm, тобто отримане значення

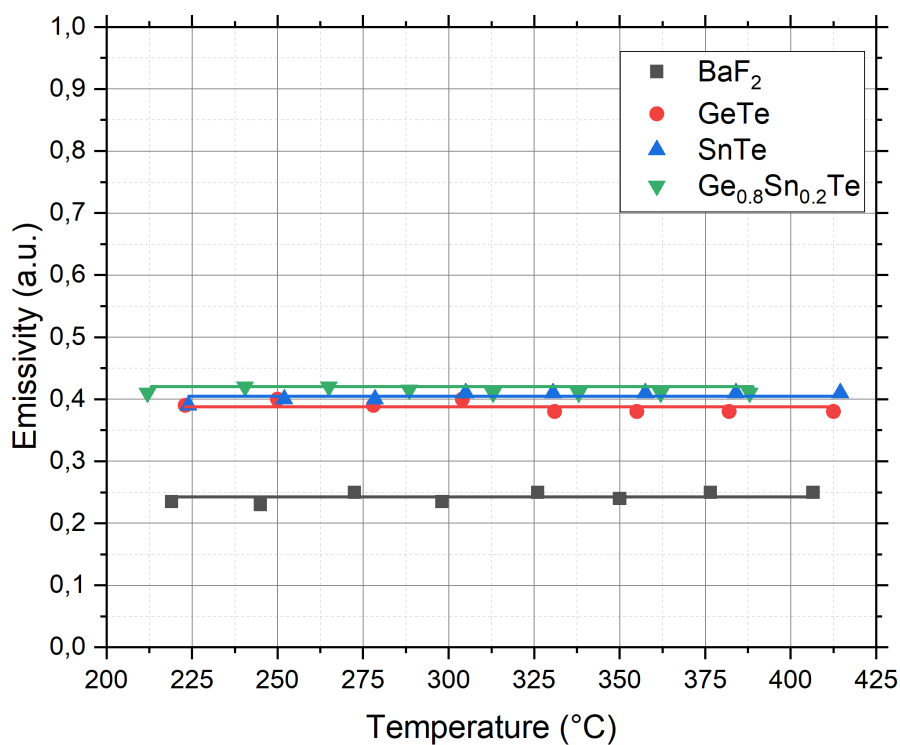


Рис. 3.1. Випромінювальна здатність усіх зразків (виміряна через скло)

випромінювальної здатності належить InGa, що відрізняється від значень для тонких плівок.

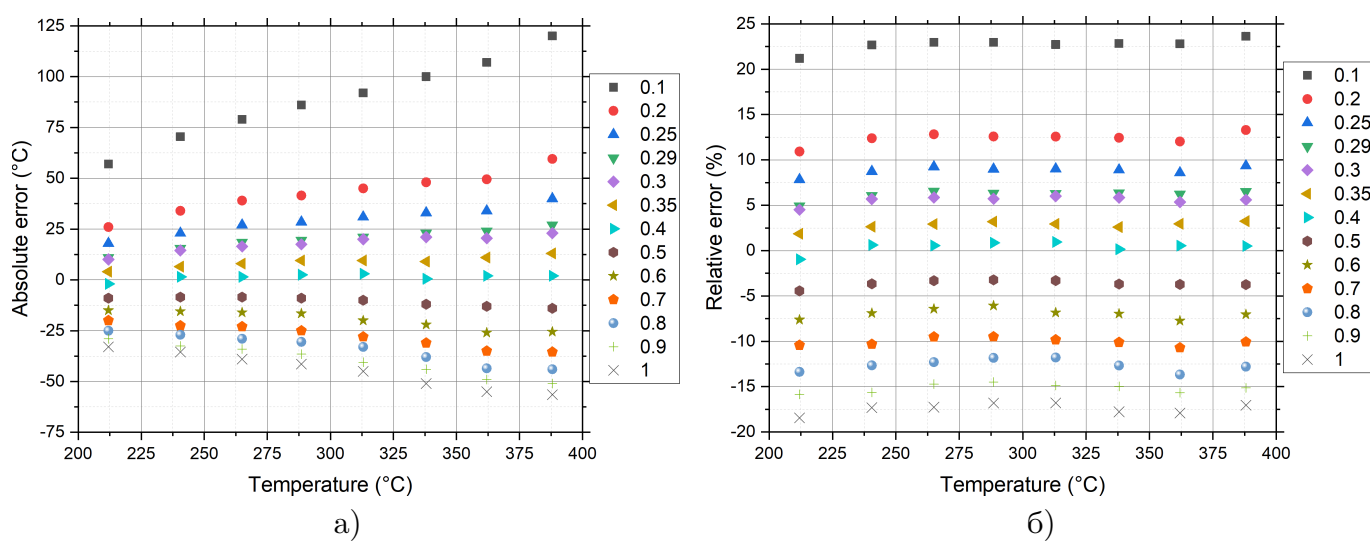


Рис. 3.2. Похибки вимірювання випромінювальної здатності $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$: а) абсолютна; б) відносна

Результати для всіх досліджуваних зразків представлені в таблиці 3.4.

Значення випромінювальної здатності для різних зразків

Зразок	ε	ε (через скло)
BaF ₂	$0,293 \pm 0,003$	$0,243 \pm 0,003$
GeTe	$0,466 \pm 0,003$	$0,387 \pm 0,003$
SnTe	$0,486 \pm 0,003$	$0,405 \pm 0,003$
Ge _{0.8} Sn _{0.2} Te	$0,505 \pm 0,002$	$0,413 \pm 0,002$

3.3. Атомно-силова мікроскопія

Атомно-силова мікроскопія зазвичай використовується для дослідження морфології зразків навіть на атомному рівні роздільної здатності. Ми використали її для моніторингу змін у морфології зразків на мікрометровому масштабі після різних типів обробки. Отже, ми почали з вимірювання зразка після вирощування на МВЕ. Ми продовжили, повторно вимірюючи той самий зразок кожного разу, коли ми застосовували до нього певну обробку. Мета полягає в тому, щоб виявити і зафіксувати візуальні зміни в морфології шляхом порівняння АСМ-сканів.

АСМ зображення поверхні зразка Ge_{0.8}Sn_{0.2}Te наведено на рис. 3.4 у порядку різних типів обробки, що були здійснені, а саме: зразок після вирощування; після нанесення на поверхню 40 нм Al₂O₃; після першого відпалу; після другого відпалу; і після третього відпалу. На рис. 3.3 показано Фур'є-перетворення АСМ отриманих зображень Ge_{0.9}Sn_{0.1}Te. Як видно, плівки мають впорядковану поверхню розділу після вирощування, яка стає менш впорядкованою після нанесення Al₂O₃. Поява вертикальної лінії та її подальше ущільнення вказує, що відпалювання призводить до незначного збільшення впорядкованості поверхні зразків. Решту результатів для інших трьох зразків наведено в додатку А.

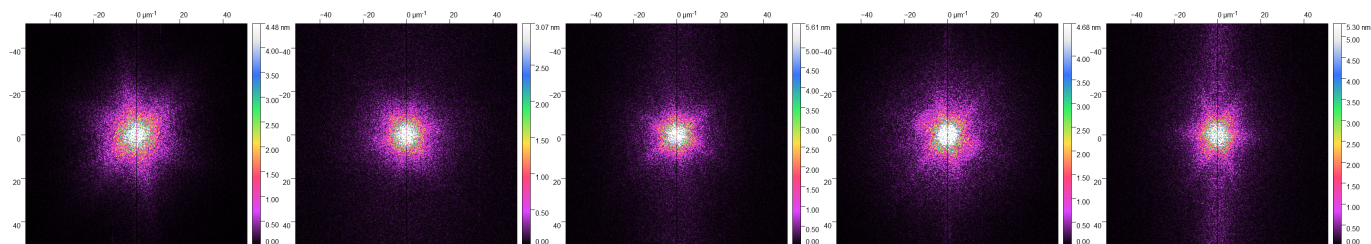


Рис. 3.3. Перетворення Фур'є $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ АСМ зображень поверхні зразка $\text{Ge}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}\text{Te}$. Зліва направо: зразок після вирощування; після нанесення на поверхню 40 нм Al_2O_3 ; після першого відпалу; після другого відпалу; після третього відпалу.

3.4. Рентгенівська дифракція

Рентгенівська дифракція використовується для аналізу кристалічної структури зразків. Ми провели кілька ітерацій сканування для кожного зразка. Кожна ітерація проводилася після відповідної обробки за допомогою раніше згаданих АСМ-сканувань.

Для отримання мап оберненого простору зразків було проведено рентгенівське сканування. Для кожної мапи ω змінювали в діапазоні 5° , з кроком 0.01° часом інтегрування 15 секунд. Сканування було зроблено за таким алгоритмом:

- 1) центр МОП знаходився на $\omega = 24.8^\circ$ і $2\theta = 49.6^\circ$;
- 2) центр МОП знаходився на $\omega = 25.7^\circ$ і $2\theta = 51.4^\circ$;
- 3) центр МОП знаходився на $\omega = 26.6^\circ$ і $2\theta = 53.2^\circ$.

Зрештою, всі три вимірювання було скомпоновано в одну велику мапу, межі якої виходять далі за положення дифракційних піків SnTe та GeTe . Таким чином, мапа міститиме вичерпну інформацію для усіх значень співвідношення вмісту Ge та Sn в системі.

В результаті ми отримали мапи всіх 4-х вибірок, які представлені на рисунках: $\text{Ge}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}\text{Te}$ - рис. 3.5; $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2508) - рис. 3.6; $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2509) - рис. 3.7; $\text{Ge}_{0.6}\text{Sn}_{0.4}\text{Te}$ - рис. 3.8.

Скани зображені у порядку черговості обробки зразків, а саме: зразок після вирощення; після того, як на поверхню було нанесено 40 нм Al_2O_3 ; після першого відпалу; після другого відпалу; після третього відпалу.

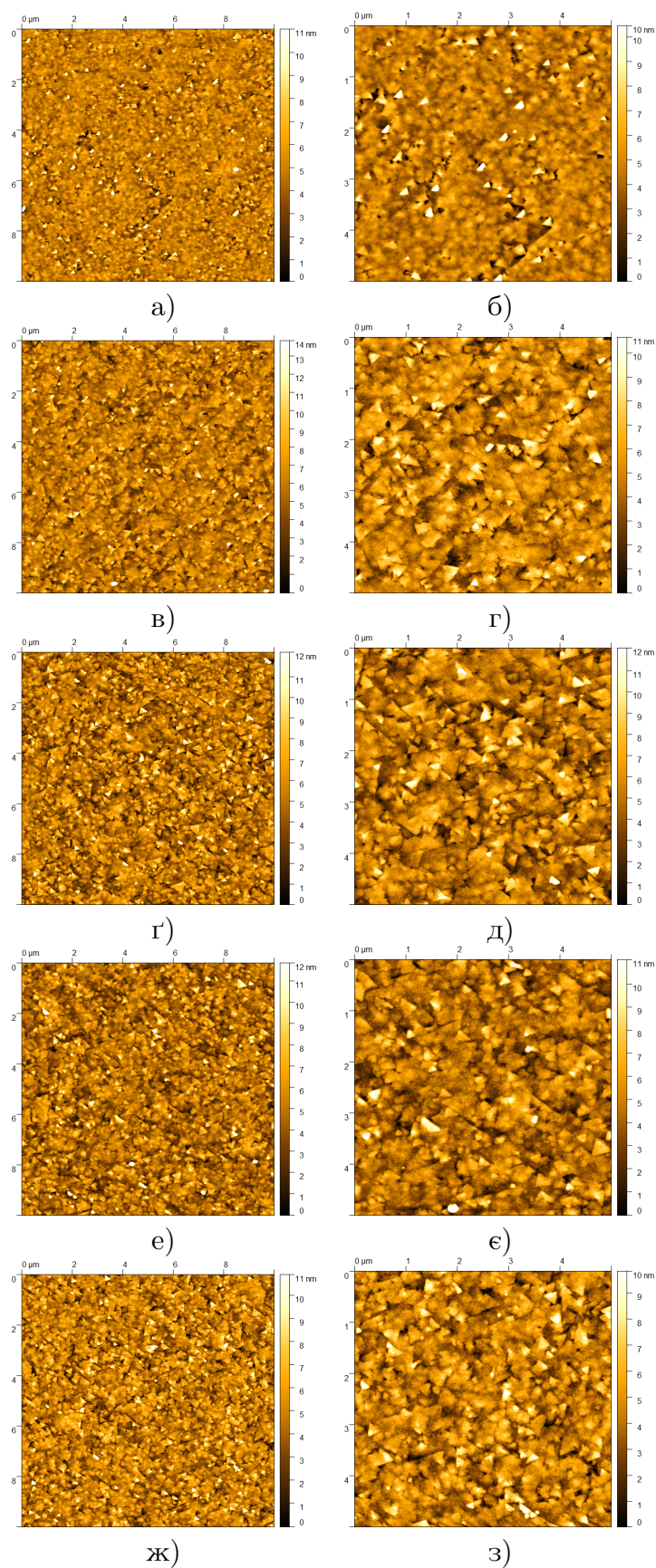


Рис. 3.4. АСМ-зображення поверхні зразка $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2509). У лівому стовпчику наведено зображення розміром $10 \times 10 \mu\text{m}$, у правому — $5 \times 5 \mu\text{m}$. Кожен рядок відповідає різним стадіям обробки зразків: а), б) — після МВЕ; в), г) — після покриття Al_2O_3 ; г), д) — після першого відпалювання; е), є) — після другого відпалювання; ж), з) — після третього відпалювання.

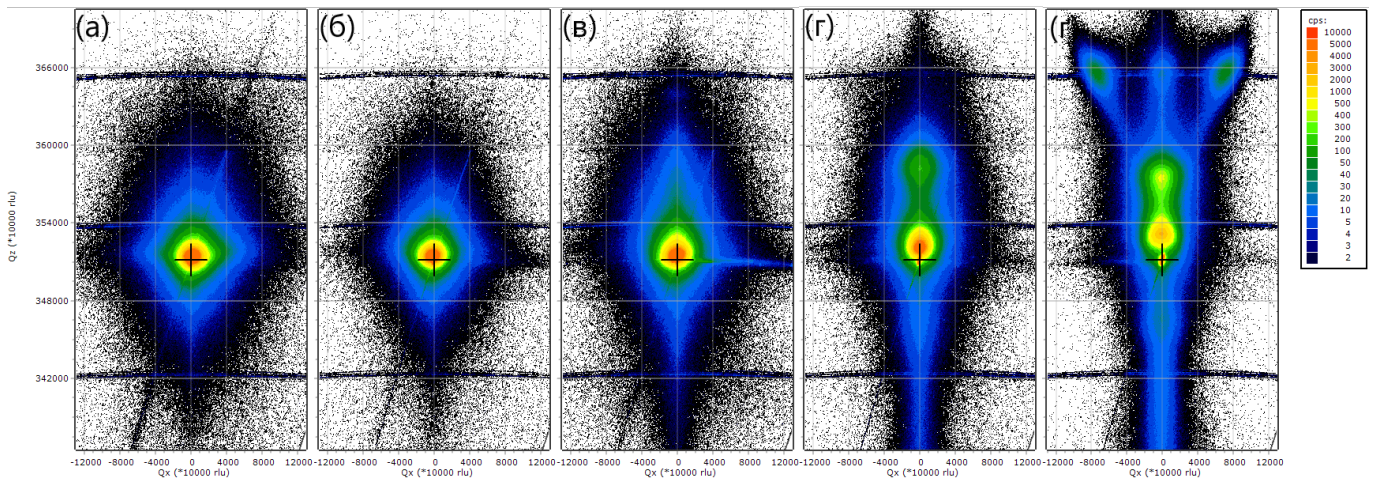


Рис. 3.5. Мапи оберненого простору, отримані методом рентгенівської дифракції, поблизу симетричного відбиття від площин (222) для зразка $\text{Ge}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}\text{Te}$: а) після МВЕ; б) - після покриття Al_2O_3 ; в) - після першого відпалювання; г) - після другого відпалювання; ґ) - після третього відпалювання.

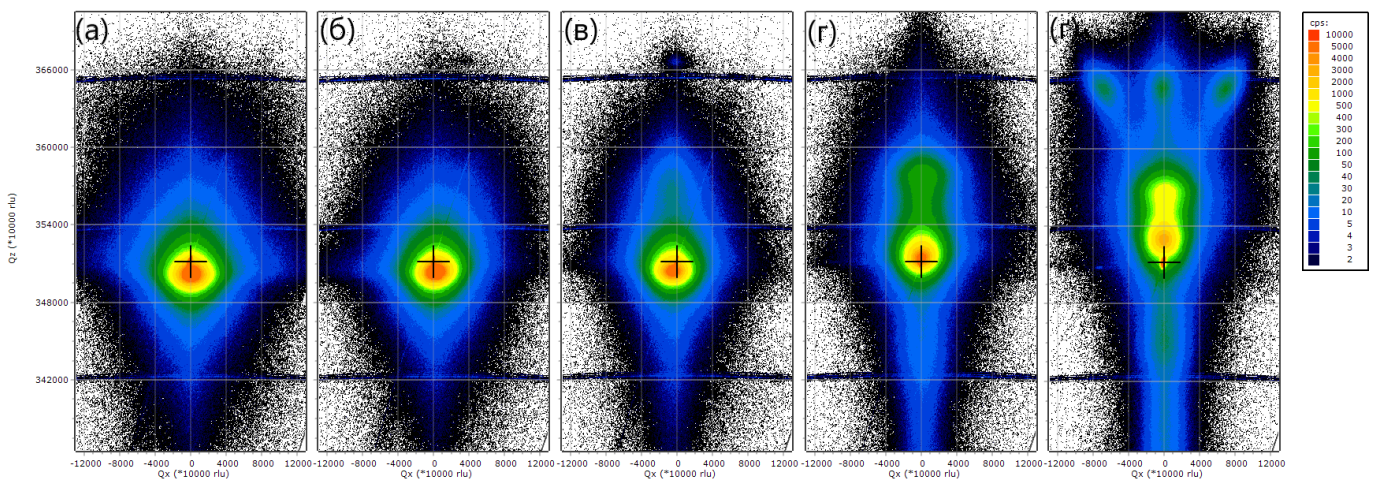


Рис. 3.6. Мапи оберненого простору, отримані методом рентгенівської дифракції, поблизу симетричного відбиття від площин (222) для зразка $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2508): а) після МВЕ; б) - після покриття Al_2O_3 ; в) - після першого відпалювання; г) - після другого відпалювання; ґ) - після третього відпалювання.

Чорні позначки у формі «+» показують піки BaF_2 , який є субстратом. Піки підкладки видно тому, що зразок має товщину $1\mu\text{m}$, що недостатньо для повного маскування піків підкладки.

Можна спостерігати дві різні поведінки: перша для $\text{Ge}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}\text{Te}$ і $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2508), і друга для $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2509) і $\text{Ge}_{0.6}\text{Sn}_{0.4}\text{Te}$. Першою парою зразків були $\text{Ge}_{0.6}\text{Sn}_{0.4}\text{Te}$ і $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2509), які пройшли відпалювання. Видовження піку в зразку $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2509) і відокремлення частини піку в зразку $\text{Ge}_{0.6}\text{Sn}_{0.4}\text{Te}$ фактично є однаковою поведінкою — сплав злегка розклався усередині зразку від $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ назад до GeTe і SnTe . Якби сполуки

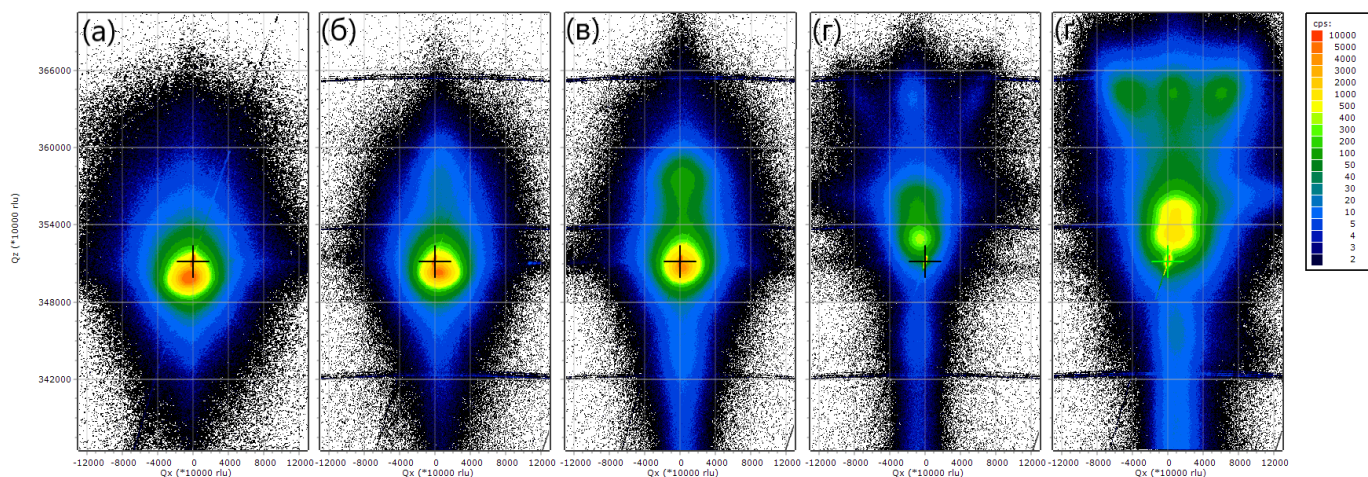


Рис. 3.7. Мапи оберненого простору, отримані методом рентгенівської дифракції, поблизу симетричного відбиття від площин (222) для зразка $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2509): а) після МВЕ; б) - після покриття Al_2O_3 ; в) - після першого відпалювання; г) - після другого відпалювання; ґ) - після третього відпалювання.

сканували окремо як GeTe і SnTe , то можна було б побачити дифракційний пік GeTe вище піку $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ і пік SnTe нижче. Це і є причиною «видовження».

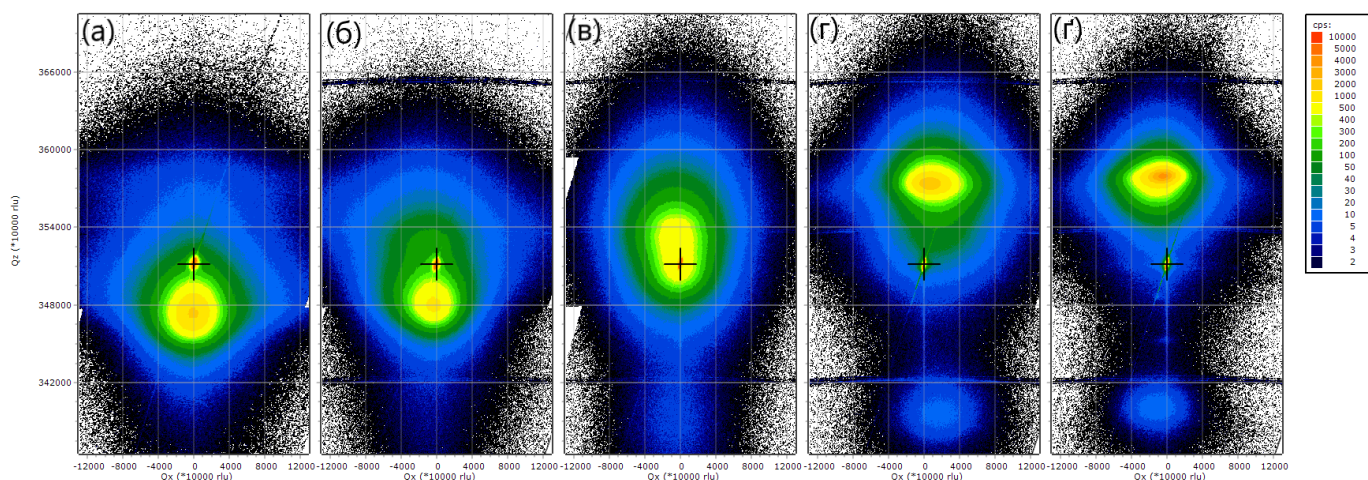


Рис. 3.8. Мапи оберненого простору, отримані методом рентгенівської дифракції, поблизу симетричного відбиття від площин (222) для зразка $\text{Ge}_{0.6}\text{Sn}_{0.4}\text{Te}$: а) після МВЕ; б) - після покриття Al_2O_3 ; в) - після першого відпалювання; г) - після другого відпалювання; ґ) - після третього відпалювання.

$\text{Ge}_{0.6}\text{Sn}_{0.4}\text{Te}$ мав вищий вміст олова 40% порівняно з 20% у $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2509), тому дифракційний пік SnTe повністю відокремився від основного піку $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (найнижча дифракційна рефлексія на крайньому правому зображенні рис. 3.8). $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2509) також продемонстрував відокремлення, але меншої величини, оскільки він має менше олова. Крім того, ми

можемо спостерігати додаткові плями вище, які відповідають додатковим фероелектричним доменам GeTe.

Зразки $\text{Ge}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}\text{Te}$ і $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2508) також продемонстрували розкладання, але в меншій мірі, ніж попередні. Причин було дві: різний підхід до відпалювання (див. температури відпалу в таблиці 3.3) — зразки $\text{Ge}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}\text{Te}/\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2508) нагрівали більш поступово, і також той факт, що $\text{Ge}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}\text{Te}$ містить 10% Sn. Результати для двох зразків $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ дуже схожі через однаковий вміст Sn, основна відмінність полягає в раніше згаданому різному підході до відпалювання.

ВИСНОВКИ

На основі аналізу літературних джерел про фазовий перехід у $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ були вирощені 4 тонкі плівки цього сплаву з різним вмістом олова — один з 10%, два з 20% та один з 40%.

Проведено пірометричні виміри телуриду олова, телуриду германію та потрійного сплаву на їх основі. Отримано значення випромінювальної здатності сплаву $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ $\varepsilon = 0.51$ та $\varepsilon = 0.41$ через лабораторне скло. Значення випромінювальної здатності складових сплаву збігається зі сплавом в межах похибки. Встановлено прозорість підкладки BaF_2 в процесі вимірювань.

Проведено відпалювання тонких плівок сплаву. Методом атомно-силової мікроскопії встановлено що відпалювання збільшує впорядкованість морфології зразків. Методом рентгенівської дифракції встановлено появу додаткових фероелектричних доменів після відпалювання у зразках, які були вирощені за температури нижче температури фазового переходу. Встановлено відсутність додаткових фероелектричних доменів у зразка, що був вирощений за температури вище температури Кюрі.

Аналіз отриманих мап оберненого простору показав розпад всіх чотирьох зразків сплаву на складові сполуки після проведеного відпалювання.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Giant Rashba-type spin splitting in ferroelectric GeTe(111) / M. Liebmann [та ін.] // Adv. Mater. — 2016. — Січ. — Т. 28, № 3. — С. 560—565.
2. Disentangling bulk and surface Rashba effects in ferroelectric α -GeTe / J. Krempaský [та ін.] // Phys. Rev. B. — 2016. — Листоп. — Т. 94, № 20.
3. Persistence of structural distortion and bulk band Rashba splitting in SnTe above its ferroelectric critical temperature / F. Chassot [та ін.] // Nano Lett. — 2024. — Січ. — Т. 24, № 1. — С. 82—88. — DOI: [10.1021/acs.nanolett.3c03280](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.3c03280).
4. Springholz G. Chapter 11 - Molecular Beam Epitaxy of IV–VI Semiconductors: Fundamentals, Low-dimensional Structures, and Device Applications // Molecular Beam Epitaxy (Second Edition) / за ред. М. Henini. — Second Edition. — Elsevier, 2018. — С. 211—276. — ISBN 978-0-12-812136-8. — DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-812136-8.00011-6>.
5. Mccann P. IV-VI Semiconductors for Mid-infrared Optoelectronic Devices // Mid-infrared Semiconductor Optoelectronics / за ред. А. Krier. — London : Springer-Verlag, 2006. — С. 265—302.
6. Mahan G., Sofo O. J. The best thermoelectric // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. — 1996. — Т. 93. — С. 7436—7439.
7. Mahan G., Sales B., Sharp J. Thermoelectric materials: New approaches to an old problem // Physics Today. — 1997. — Бер. — С. 42—47.
8. Bierly J., Muldawer L., Beckman O. The continuous rhombohedral-cubic transformation in GeTe-SnTe alloys // Acta Metallurgica. — 1963. — Т. 11, № 5. — С. 447—452.

9. Lencer D., Salinga M., Wuttig M. Design rules for phase-change materials in data storage applications // Adv. Mater. — 2011. — Трaв. — Т. 23, № 18. — С. 2030—2058.
10. A map for phase-change materials / D. Lencer [та ии.] // Nat. Mater. — 2008. — Груд. — Т. 7, № 12. — С. 972—977.
11. Diatomic ferroelectrics / G. S. Pawley [та ии.] // Phys. Rev. Lett. — 1966. — Жовт. — Т. 17, № 14. — С. 753—755.
12. Phase transition in SnTe with low carrier concentration / M. Iizumi [та ии.] // J. Phys. Soc. Jpn. — 1975. — Лют. — Т. 38, № 2. — С. 443—449.
13. Abrikosov N., Vasserman A. N., Forestskaia I. V. Lattice constants and phase diagram of the GeTe-SnTe system // Doklady Akademii Nauk SSSR. — 1958. — Т. 123. — С. 279—282. — in Russian.
14. LibreTexts Chemistry. [Structure and Bonding - Crystal Structure](#). — 2023. — Accessed: 2025-06-16.
15. Science Facts. [Bravais Lattice: Definition, Types, and Structure](#). — 2023. — Accessed: 2025-06-16.
16. Springholz G. Molecular Beam Epitaxy of IV–VI Semiconductor Compounds and Heterostructures : PhD thesis / Springholz Gunther. — Johannes Kepler University Linz, 1993. — Unpublished manuscript.
17. Springholz G. Molecular beam epitaxy of IV–VI semiconductors // Molecular Beam Epitaxy / за ред. M. Henini. — 1st. — Elsevier, 2013. — С. 263—310. — Chapter 13.
18. Optris CTvideo 1M/2M/3M Infrared-thermometer, Operator's Manual. — <https://optris.com/wp-content/uploads/2024/10/CTvideo-MA-E2019-08-A.pdf>.

19. Binnig G., Rohrer H. [Scanning tunneling microscopy](#) // Surface Science. — 1983. — T. 126, № 1. — C. 236—244. — ISSN 0039-6028. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(83\)90716-1](https://doi.org/10.1016/0039-6028(83)90716-1).
20. The Nobel prize in physics 1986. — Accessed: 2025-6-10. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1986/summary/>.
21. Meyer E., Hug H. J., Bennewitz R. Scanning probe microscopy. — Berlin, Germany : Springer, 07.2011. — (Advanced Texts in Physics).
22. Voigtländer B. Scanning probe microscopy; Atomic force microscopy and scanning tunneling microscopy. — New York, NY : Springer, 01.2015. — (Nanoscience and technology).
23. Eaton P., West P. Atomic Force Microscopy. — London, England : Oxford University Press, 03.2010.
24. SPM Training Notebook 004-130-000 (standard) 004-130-100 (cleanroom) // Rev E. Veeco Instruments Inc. — 2003.
25. Klapetek P., Nečas D., Anderson C. Gwyddion user guide. — 2023. — <https://gwyddion.net/documentation/user-guide-en/>.
26. Bhushan B., Marti O. Scanning probe microscopy – principle of operation, instrumentation, and probes // Nanotribology and Nanomechanics I. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2011. — C. 37—110.
27. Veeco Instruments Inc. Dimension 3100 Manual / Veeco Instruments Inc. — 2004. — NanoScope Software Version 5, Document No. 004-320-000.
28. Harrington G. F., Santiso J. Back-to-Basics tutorial: X-ray diffraction of thin films // J. Electroceram. — 2021. — ЖОБТ.
29. Fortgeschrittenenpraktikum Laboratory. X-Ray Diffraction from a Semiconductor Heterostructure with the X'Pert PRO PANalytical Diffractometer / Semiconductor-Physics Institute. — Internal laboratory manual.

30. Malvern Panalytical. [X'Pert³ MRD User Guide](#) / Malvern Panalytical Ltd. — 5-е вид. — Malvern, United Kingdom, 2022. — Edition Notice: 4022 339 20505.
31. PANalytical B.V. X'Pert HighScore Plus. Getting Started / PANalytical B.V. — Almelo, Netherlands, 2012. — Software Version 2.2a (2.2.4).

ДОДАТКИ

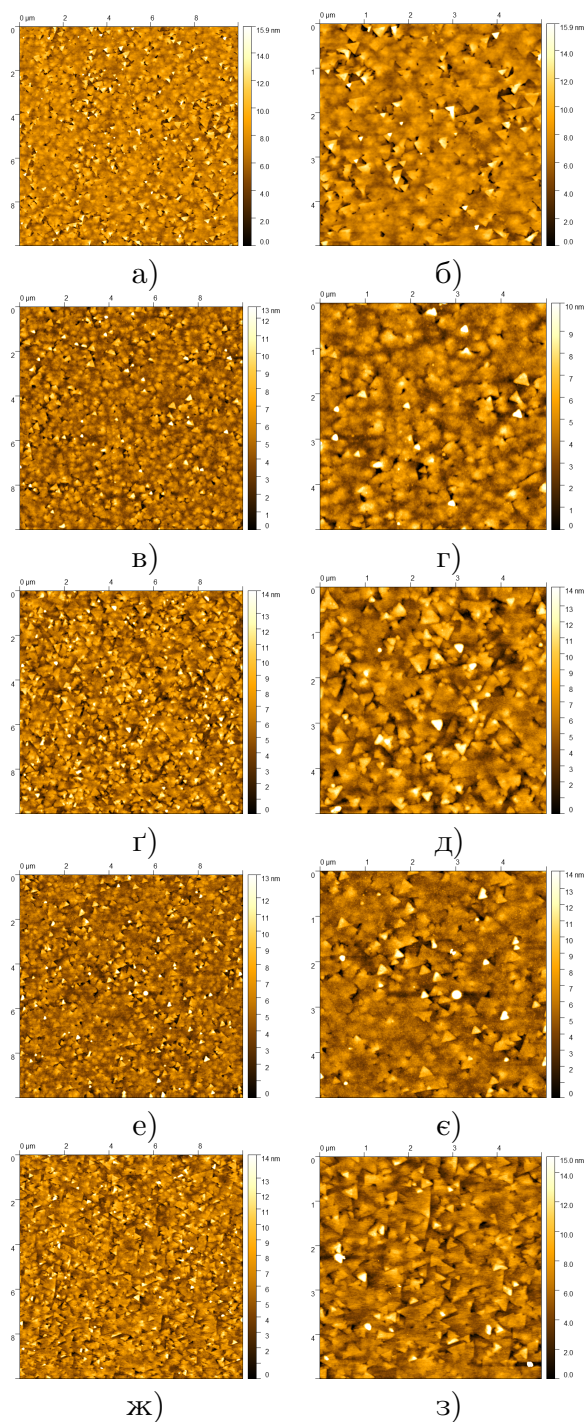
Додаток А. Атомно-силова мікроскопія поверхні $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 

Рис. 9. АСМ-зображення поверхні зразка $\text{Ge}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}\text{Te}$. У лівому стовпчику наведено зображення розміром $10 \times 10 \mu\text{m}$, у правому — $5 \times 5 \mu\text{m}$. Кожен рядок відповідає різним стадіям обробки зразків: а), б) — зняті після МВЕ; в), г) — після покриття Al_2O_3 ; г), д) — після першого відпалювання; е), є) — після другого відпалювання; ж), з) — після третього відпалювання.

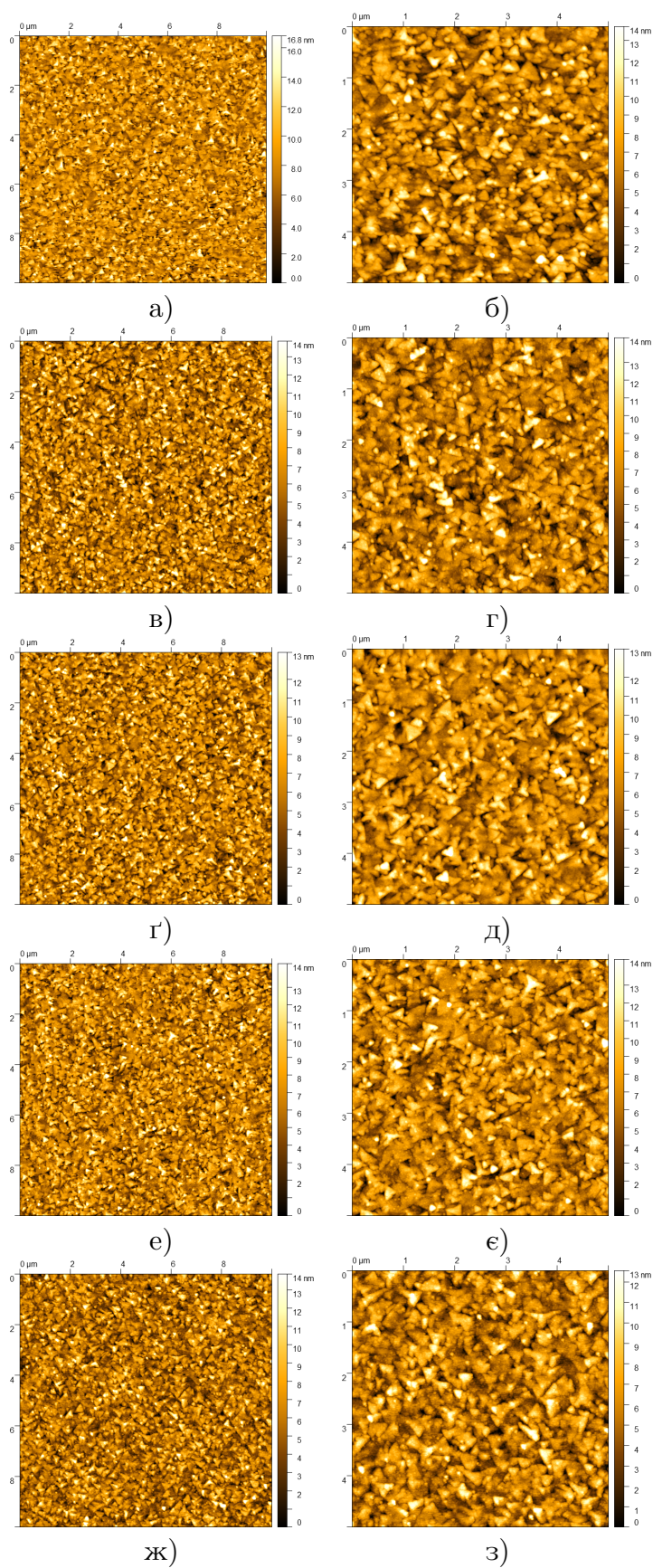


Рис. 10. АСМ-зображення поверхні зразка $\text{Ge}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (VA2508). У лівому стовпчику наведено зображення розміром $10 \times 10 \mu\text{m}$, у правому — $5 \times 5 \mu\text{m}$. Кожен рядок відповідає різним стадіям обробки зразків: а), б) — зняті після МВЕ; в), г) — після покриття Al_2O_3 ; г), д) — після першого відпалювання; е), є) — після другого відпалювання; ж), з) — після третього відпалювання.

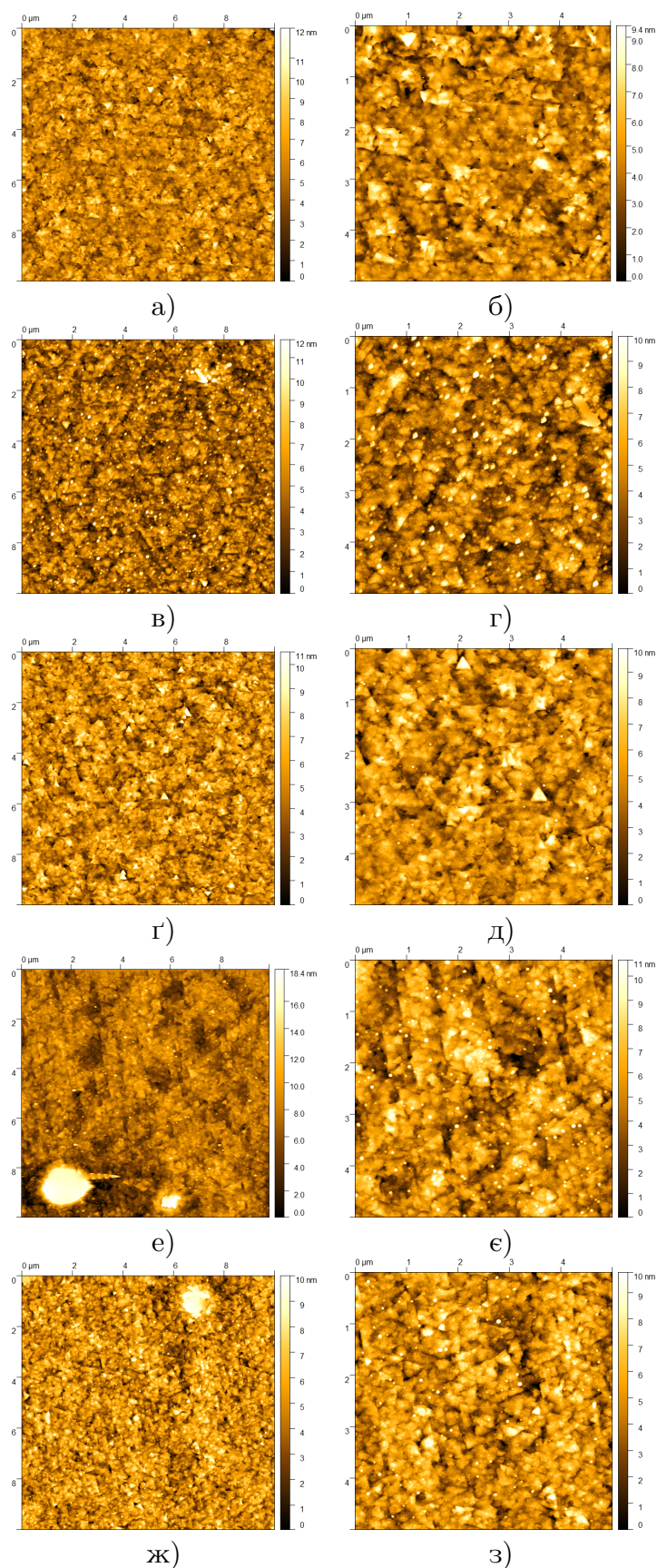


Рис. 11. АСМ-зображення поверхні зразка $\text{Ge}_{0.6}\text{Sn}_{0.4}\text{Te}$. У лівому стовпчику наведено зображення розміром $10 \times 10 \mu\text{m}$, у правому — $5 \times 5 \mu\text{m}$. Кожен рядок відповідає різним стадіям обробки зразків: а), б) — зняті після МВЕ; в), г) — після покриття Al_2O_3 ; г), д) — після першого відпалювання; е), є) — після другого відпалювання; ж), з) — після третього відпалювання.

Додаток Б. Зображення лабораторного устаткування

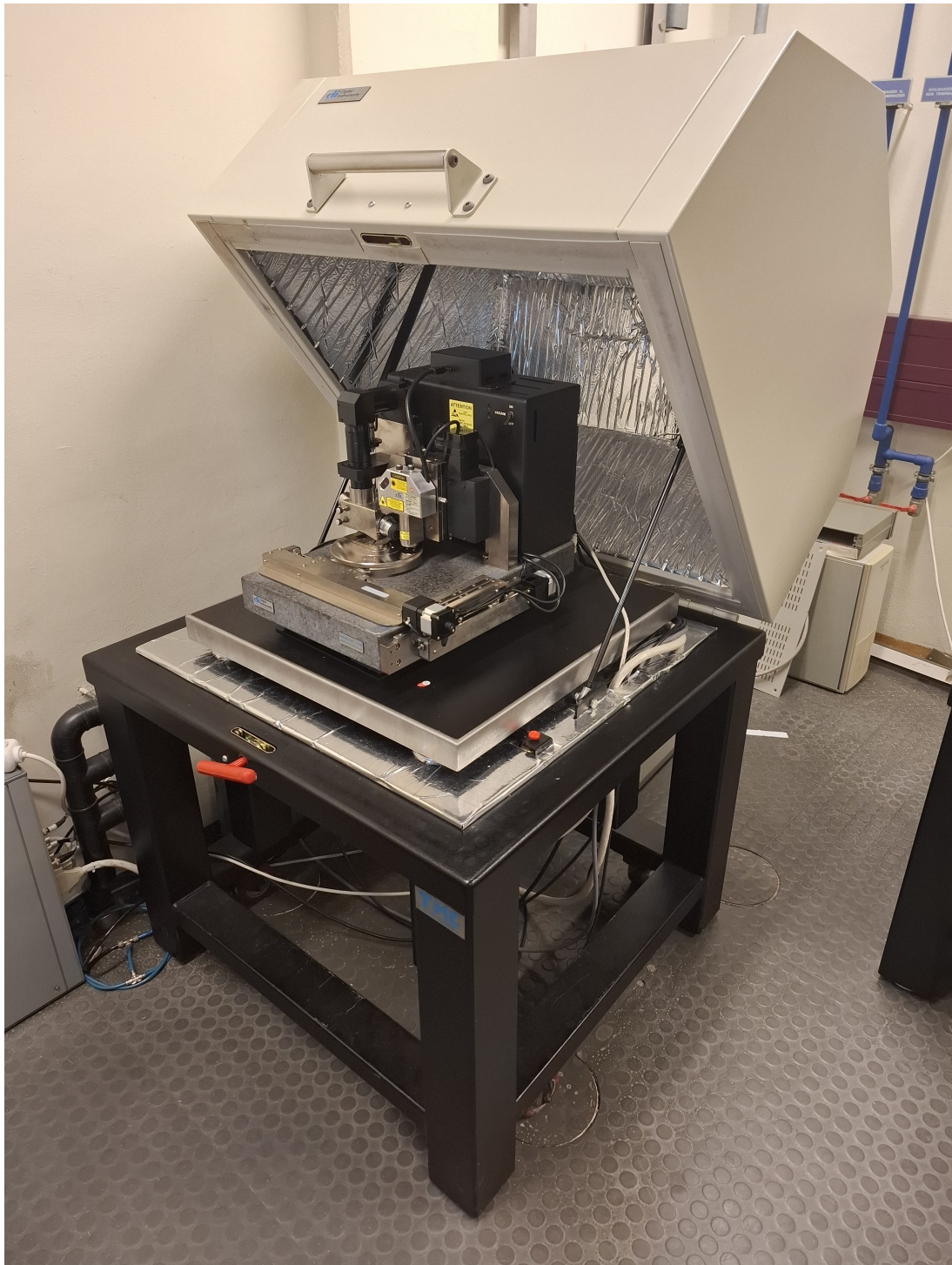


Рис. 12. АСМ який використовувався у цій роботі.

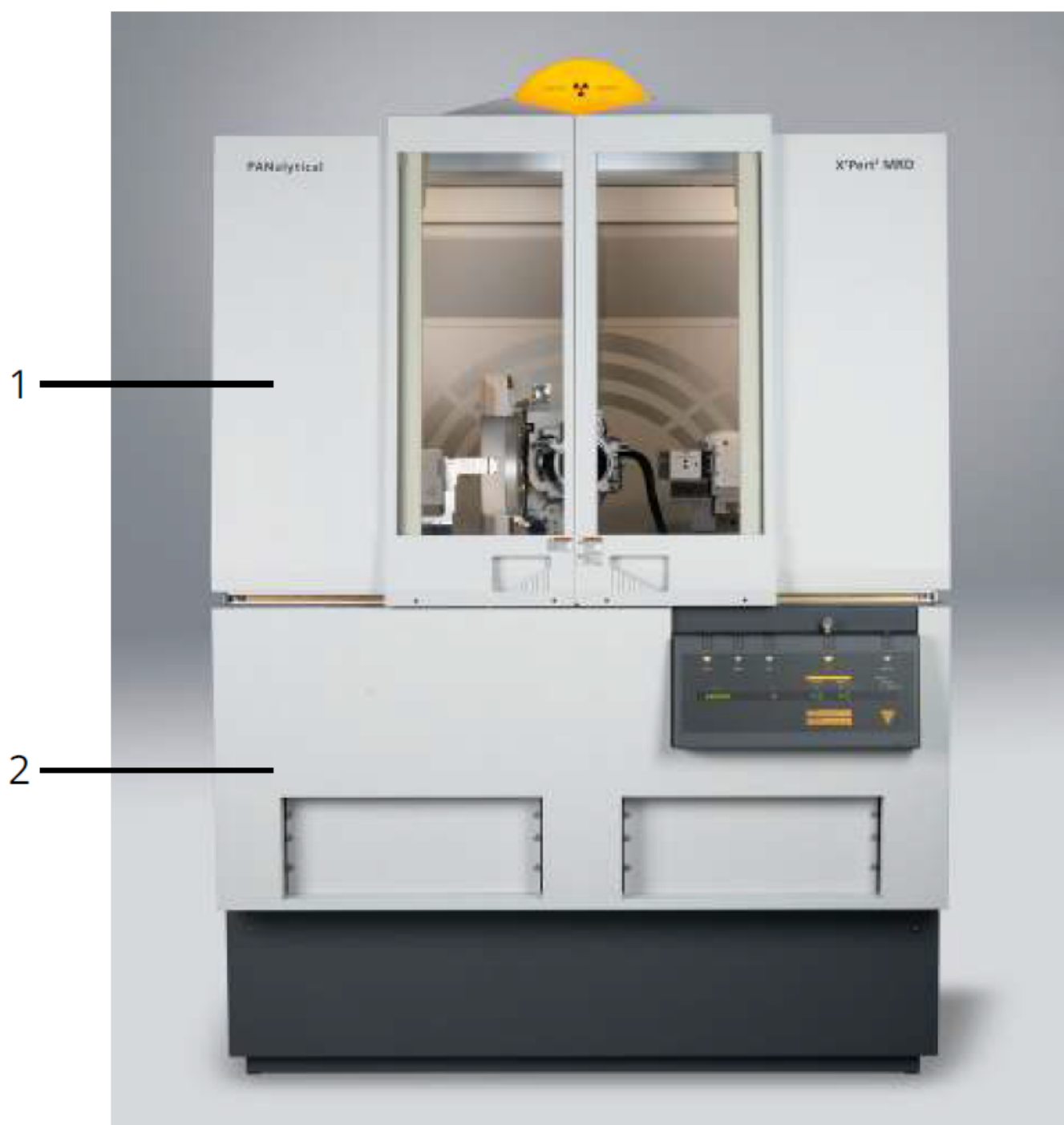


Рис. 13. Шафа рентгенівського дифрактометра: 1 - радіаційний корпус, 2 - блок електроніки та підтримки [30]

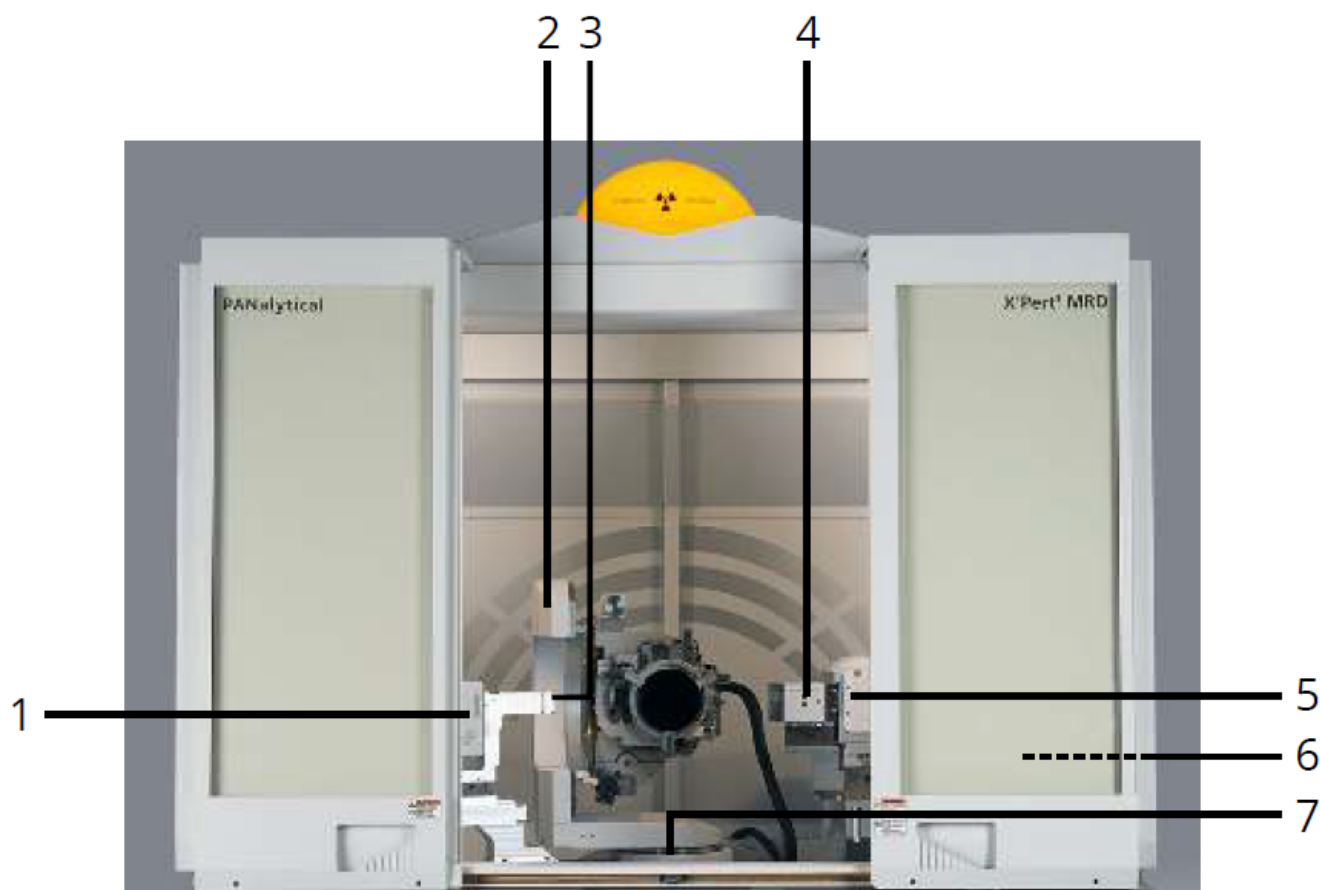


Рис. 14. Радіаційний корпус: 1 - детектор, 2 - люлька, 3 - оптика дифрагованого пучка, 4 - оптика падаючого пучка, 5 - корпус трубки з рентгенівською трубкою, 6 - індикатор безпеки руху (невидимий на картинці), 7 - гоніометр [30]