

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

Інститут ядерних досліджень

На правах рукопису

ПАВЛОВСЬКА НАДІЯ ТАРАСІВНА

УДК 621.315.592

**ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ НА МАГНІТНІ ТА
МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИТКОПОДІБНИХ
КРИСТАЛІВ $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$**

01.04.07 – фізика твердого тіла

Дисертація на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Науковий керівник

Литовченко Петро Григорович
доктор фізико-математичних наук,
професор

Київ – 2016 р.

ЗМІСТ

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ	5
ВСТУП 7	
РОЗДІЛ 1. СПОСОБИ ОТРИМАННЯ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ, ЇХ ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТА ПЕРСПЕКТИВИ ПРАКТИЧНОГО ВИКОРИСТАННЯ (ОГЛЯД)	14
1.1. Ниткоподібні кристали – перспективний напрямок розвитку сучасної електроніки	14
1.2. Аналіз способів отримання ниткоподібних кристалів	16
<i>1.2.1. Осадженням з газової фази</i>	16
<i>1.2.2. У результаті хімічних реакцій</i>	17
<i>1.2.3. При так званому спонтанному рості</i>	18
<i>1.2.4. При кристалізації в розчинах</i>	19
<i>1.2.5. При кристалізації в електричному полі</i>	20
<i>1.2.6. При крихкому і пластичному руйнуванні кристалів</i>	21
1.3. Області застосування ниткоподібних кристалів	21
1.4. Фізичні властивості ниткоподібних кристалів Si та Si_{1-x}Ge_x	23
<i>1.4.1. Електрофізичні властивості НК Si та Si_{1-x}Ge_x</i>	23
<i>1.4.2. Магніторезистивні характеристики НК Si та Si_{1-x}Ge_x</i>	26
1.5. Електрофізичні та магніторезистивні властивості НК Si_{1-x}Ge_x зумовлені електронним опроміненням	29
1.6. Перспективи практичного застосування ниткоподібних кристалів Si та Si_{1-x}Ge_x	31
<i>1.6.1. Надійні тензорезистори на основі НК кремнію</i>	31
<i>1.6.2. Низькотемпературні сенсори механічних величин на основі ниткоподібних кристалів Si</i>	34
Висновки до розділу 1	36

РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ ТА

ПІДБІР ЗРАЗКІВ	37
2.1. Методика вирощування ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ та їх структурні дослідження	37
2.1.1. Особливості вирощування ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ з газової фази	37
2.1.2. Визначення ступеня однорідності та мікротвердості НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$	43
2.1.3. Скануюча електронна мікроскопія та рентгено- спектральний мікроаналіз	46
2.2. Удосконалення методики вимірювання магнітної сприйнятливості	53
2.3. Методика гальваноманітних вимірювань	58
2.4. Методика вимірювання магнітоопору	59
2.5. Методика опромінення γ -квантами	60
2.6. Методика опромінення протонами	61
2.7. Методика опромінення нейтронами	62
Висновки до розділу 2	64

РОЗДІЛ 3. ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТНОЇ СПРИЙНЯТЛИВОСТІ

НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$	66
3.1. Вимірювання магнітної сприйнятливості та аналіз експериментальних результатів	66
3.2. Побудова функції розподілу кластерів у НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ за величиною їх магнітних моментів	72
Висновки до розділу 3	78

РОЗДІЛ 4. ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ γ -КВАНТАМИ НА

МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ

НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$	79
--	----

4.1. Вплив опромінення γ-квантами на зміни електричного та магнітоопору ниткоподібних кристалів Si-Ge	79
4.2. Визначення допустимої дози опромінення γ-квантами для ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$.....	85
Висновки до розділу 4	91
РОЗДІЛ 5. ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ ПРОТОНАМИ ТА НЕЙТРОНАМИ НА ВЛАСТИВОСТІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$	
5.1. Зміни електричного та магнітоопору НК Si-Ge зумовлені впливом протонного опромінення.....	92
5.2. З'ясування особливостей динаміки радіаційних дефектів у НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опроміненних 6,8 MeV протонами дозою $5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{cm}^2$.....	95
5.3. Особливості магнітної сприйнятливості та магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опроміненних 6,8 MeV протонами дозою $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{cm}^2$.....	101
<i>5.3.1. Дослідження магнітної сприйнятливості.....</i>	<i>101</i>
<i>5.3.2. Дослідження електричного та магнітоопору</i>	<i>107</i>
5.4. Магнітні та магніторезистивні характеристики НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опроміненних нейтронами	112
Висновки до розділу 5	121
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ.....	123
ЛІТЕРАТУРА.....	126

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ

НК	ниткоподібні кристали
ПРК	пара-рідина-кристал
ПМД	перехід метал-діелектрик
ρ	питомий опір
R	електричний опір
МО	магнітоопір
ВМО	від'ємний магнітоопір
B	індукція магнітного поля
ε_0	ступінь деформації
РД	радіаційні дефекти
Ф	флюенс (доза опромінення)
K	коефіцієнт тензочутливості
ТКО	температурний коефіцієнт опору
МПЕ	молекулярно-променева епітаксія
СVD	хімічне осадження з газової фази
H_V	мікротвердість за Віккерсом
ПК	пара-кристал
СЕМ	скануюча електронна мікроскопія
ПК	персональний комп'ютер
АЦП	аналого-цифровий перетворювач
\vec{M}	магнітний момент кристалу
\vec{H}	напруженість магнітного поля
$\frac{d\vec{H}}{dz}$	градієнт напруженості магнітного поля
χ	питома магнітна сприйнятливість
μ	рухливість носіїв заряду
n	концентрація
$\chi(H)$	залежність магнітної сприйнятливості від напруженості

	магнітного поля
N_K	концентрація кластерів
M_K	магнітний момент кластера
$L'(x)$	похідна від функції Ланжевена
k	стала Больцмана
T	температура
M_B	магнетон Бора
s	спін парамагнітного центру
$f(M)$	розподіл частинок за магнітним моментом
σ	провідність
E_a	енергія активації
V_2	дивакансія
$V-V$	бор-вакансія
E_g	ширина забороненої зони
$Cz-Si$	монокристалічний кремній вирощений методом Чохральського
R_H	коефіцієнт Холла

ВСТУП

Актуальність теми. Завдяки своїй унікальній формі, розмірам, високій пружності та механічній міцності, що пояснюється структурною досконалістю, ниткоподібні кристали (НК) усе ширше застосовуються в різних галузях практичної діяльності людини (авіаційна, ракетно-космічна, медична, транспорт, телекомунікації тощо). Із НК виготовляють високочутливі датчики вібрацій, напружень і температур, високочутливі тензодатчики для вимірювання механічних характеристик, сенсори різноманітних фізичних величин, надміцні композиційні матеріали, мініатюрні підвіски у приладах, мікрозонди. Однією з перспектив застосування НК являється їх використання в якості хімічних і біологічних сенсорів. Це чудові об'єкти фізичних досліджень, оскільки дають змогу в широких межах змінювати досконалість структури і, таким чином, моделювати різні умови для перевірки правильності теоретичних розрахунків для уточнення існуючих моделей, уявлень і отримання нових даних про фізичну природу різноманітних процесів, які протікають у твердому тілі.

Сьогодні найбільша увага приділяється вивченню НК Si, Ge та твердого розчину $Si_{1-x}Ge_x$, що зумовлено простотою технологічного процесу їх вирощування, низькою вартістю вихідної сировини, широким спектром практичного застосування та можливістю роботи в широкому діапазоні температур. Вони являються ідеальною елементною базою для створення сенсорів різноманітних фізичних величин: тиску, температури, прискорення, деформації, зусиль, переміщень, вологості, параметрів атмосфери тощо. Важливою науково-технічною проблемою, яка на сьогодні не до кінця розв'язана, є створення сенсорів фізичних величин, дієздатних у складних умовах експлуатації (сильні магнітні поля, низькі температури, вплив опромінення). З практичної точки зору важливим параметром є допустима доза опромінення, яка суттєво не впливає на вихідні характеристики сенсорів. Тому, встановлення фізичних засад створення радіаційностійких сенсорів, дієздатних в умовах сильних магнітних полів, низьких температур,

опромінення γ -квантами, протонами і нейтронами є актуальною і важливою задачею.

Зв'язок із науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота пов'язана з виконанням наступних наукових тем:

1. Радіаційні ефекти в напівпровідниках з ізовалентними домішками. 2007–2011 рр. ДР № 0106U011410.
2. Дослідження гетерних властивостей радіаційних дефектів у напівпровідниках. 2012–2016 рр. ДР № 0112U000896.

У межах цих програм методами вимірювання магнітоопору, магнітної сприйнятливості, мікротвердості, скануючої електронної мікроскопії та рентгеноспектрального мікроаналізу, гальваномагнітними вимірюваннями автором здійснювалося дослідження впливу сильних магнітних полів та опромінення γ -квантами, протонами і нейтронами на електрофізичні та магнітні властивості ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$.

Мета і задачі дослідження. Встановлення особливостей магнітної сприйнятливості та магнітоопору ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$, одержаних вирощуванням з газової фази, зумовлених опроміненням γ -квантами, протонами і нейтронами та фізична інтерпретація виявлених ефектів.

Для досягнення поставленої мети вирішувались **задачі**:

- методом вирощування з газової фази, одержати ниткоподібні кристали $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ перспективні для сенсорного використання;
- скануюча електронна мікроскопія, рентгеноспектральний мікроаналіз та мікромеханічні властивості вирощених ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$;
- експериментальне дослідження та теоретичне моделювання магнітних властивостей ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ різного поперечного розміру;
- дослідження впливу γ -опромінення на магніторезистивні характеристики ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$;

– дослідження впливу протонного та нейтронного опромінення на магнітну сприйнятливість, електричний та магнітоопір ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$.

Об’єкт дослідження – ниткоподібні кристали твердого розчину $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ одержані вирошуванням з газової фази.

Предмет дослідження – особливості магнітних та магніторезистивних характеристик ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ в полях ефективного зовнішнього впливу (магнітні поля, низькі температури, опромінення γ -квантами, протонами та нейтронами).

Основними експериментальними **методами дослідження** були:

- вимірювання магнітної сприйнятливості матеріалів за методом Фарадея;
- метод скануючої електронної мікроскопії та рентгеноспектрального мікроаналізу;
- методом мікрозондового аналізу за допомогою установки «Сamebaх»;
- вимірювання магнітоопору на біттерівському магніті;
- визначення мікротвердості за Віккерсом;
- метод ефекту Холла;
- для обробки експериментальних даних – численні математичні розрахунки й комп’ютерне моделювання.

Наукова новизна одержаних результатів. Експериментальні результати дисертаційного дослідження, є оригінальними і новими. Зокрема:

1. Визначено оптимальні технологічні умови одержання з газової фази ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ складу $x = 0,01-0,08$ з поперечними розмірами 0,1–100 мкм. Встановлено, що однорідний розподіл германію в НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ та відсутність домішок у кристалах поперечними розмірами 10–40 мкм забезпечують найкращу якість та міцність зразків, що визначає перспективи їх практичного використання.

2. Обґрунтовано особливості магнітної сприйнятливості ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ в рамках моделі ланжевенівського суперпарамагнетизму

атомів. Оцінено концентрацію, найбільш імовірні розміри та магнітні моменти нанокластерів.

3. З'ясовано, що зміни магнітоопору ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$, опромінених γ -квантами дозами до $1,2 \cdot 10^{18} \text{ } \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$, пов'язані з виникненням радіаційних дефектів, які зумовлюють делокалізацію носіїв заряду у домішковій зоні кристалу.

4. Уперше встановлено, що опромінення ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ 6,8 MeV протонами дозою $5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{см}^2$ приводить до утворення диспергованих парамагнітних центрів, а при подальшому збільшенні дози опромінення – до зростання концентрації магнітних нанокластерів. Показано, що виявлений парамагнетизм зумовлений утворенням А-центрів та дивакансій. З'ясовано механізм провідності у кристалах. Результати обґрунтовано в рамках висунутого припущення про збільшення концентрації двічі зайнятих носіями домішкових станів у процесі опромінення, що супроводжується зростанням провідності кристалів.

5. Уперше зафіксовано, що при опроміненні ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ 6,8 MeV протонами дозою $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{см}^2$ спостерігається суттєве збільшення опору в усіх досліджуваних зразках, а також значне зростання магнітоопору в низькотемпературній області. Показано, що істотний магнітоопір пов'язаний з магнітопольовим зменшенням рухливості вільних носіїв заряду.

6. Уперше виявлено, що вплив нейтронного опромінення на магнітну сприйнятливість ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ є значно меншим (понад 30%) ніж у випадку монокристалічного кремнію, вирощеного методом Чохральського. Показано, що виявлений магнетизм зумовлений утворенням у процесі опромінення нейтронами вторинних радіаційних дефектів типу А-центрів та дивакансій розташованих в області просторового заряду кластера.

7. З аналізу кривих магнітоопору опромінених нейтронами ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ вперше встановлено, що при низьких температурах (поблизу 4,2 К) причиною магнітоопору, крім

магнітопольового зменшення рухливості, є також магнітопольове зменшення концентрації вільних носіїв заряду. При більш високих температурах (приблизно 40 К) переважаючим механізмом магнітоопору виступає магнітопольове зменшення рухливості вільних носіїв заряду.

Практичне значення одержаних результатів.

1. Розроблено апаратно-програмний комплекс до установки для вимірювання магнітної сприйнятливості слабомагнітних матеріалів за методом Фарадея, що дало можливість суттєво зменшити системні та випадкові похибки, необхідну масу досліджуваних зразків і значно скоротити час експериментальних вимірювань.

2. Визначено оптимальні умови легування ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ для створення на їх основі радіаційностійких високочутливих сенсорів деформації, дієздатних при дії магнітних полів до 4 Тл і допустимих доз опромінення γ -квантами до $3 \cdot 10^{17} \text{ } \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ та 6,8 МеВ протонами з дозами до $1 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{см}^2$.

Результати, одержані у дисертаційному дослідженні, є важливими і перспективними з точки зору фундаментальної та прикладної наук, допомагають краще зрозуміти процеси й механізми, які протікають у ниткоподібних кристалах SiGe у результаті впливу сильних магнітних полів, низьких температур, іонізуючих випромінювань. Вони можуть бути використані для удосконалення технологічних режимів вирощування низькорозмірних напівпровідникових кристалів, виготовлення на їх основі надійних елементів електронних приладів, сенсорів різних фізичних величин, датчиків тощо, а також для прогнозування надійності їх роботи в полях ефективного зовнішнього впливу (сильні магнітні поля, низькі температури, опромінення γ -квантами, протонами, нейтронами).

Особистий внесок здобувача. Дисертант брала участь у постановці задач, обговоренні та інтерпретації отриманих результатів і написанні наукових публікацій. У працях [181, 192, 194, 195, 196, 197] автором підготовлено зразки до опромінення швидкими нейтронами реактора,

виконано вимірювання магнітної сприйнятливості, електричного та магнітоопору на біттерівському магніті з індукцією до 14 Тл у широкому температурному інтервалі (4,2–77 К). У публікаціях [151, 152, 163] проведено вимірювання магнітної сприйнятливості НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ різного поперечного розміру і запропоновано інтерпретацію одержаних результатів. У роботах [179, 180, 181, 182, 184] дисертантом здійснено підготовку зразків до опромінення протонами, вимірювання їх магнітної сприйнятливості, електричного та магнітоопору. У працях [171, 172, 173, 174, 175, 177] здобувачем проведено вимірювання електричних та магніторезистивних характеристик НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опромінених γ -квантами, виконано обробку й аналіз одержаних даних. У публікаціях [151, 152] автором проведено низку технологічних операцій з удосконалення режимів вирощування НК Si-Ge *p*-типу провідності методом хімічних газотранспортних реакцій. У роботі [156] визначено оптимальний склад кристалів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ методом мікрозондового аналізу, проведено їхні структурні та мікромеханічні дослідження. У роботі [160] взято участь у розробленні апаратно-програмного комплексу до установки для вимірювання магнітної сприйнятливості слабомагнітних речовин.

Апробація результатів роботи. Основні результати наукових досліджень, викладених у дисертаційній роботі, доповідались і обговорювались на наукових конференціях та семінарах: III Міжнародній науково-практичній конференції «Матеріали електронної техніки та сучасні інформаційні технології» (МЕТІТ-3) (Україна, Кременчук, 2008 р.); XXII Міжнародній конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем» (Україна, Івано-Франківськ, 18 – 23 травня, 2009 р.; XI міжнародній науково-практичній конференції «Сучасні інформаційні та електронні технології» (СІЕТ-2010) (Україна, Одеса, 24 – 28 травня, 2010 р.); 4-й Міжнародній науково-технічній конференції «Сенсорна електроніка та мікросистемні технології» (СЕМСТ-4) (Україна, Одеса, 28 червня – 2 липня, 2010 р.); VII міжнародній школі-конференції «Актуальні проблеми фізики

напівпровідників» (Україна, Дрогобич, 28 вересня – 1 жовтня 2010 р.); II Всеукраїнській школі-семінарі молодих учених та студентів (Україна, Тернопіль, 2012 р.); The 4-th international conference «Current problem in nuclear physics and atomic energy» (Ukraine, Kiev, 2012 p.); 9-той международной конференции «Кремний 2012» (Россия, Санкт-Петербург, 2012 г.); 10-ой Международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом» (Беларусь, Минск, 24 – 27 сентября 2013 г.); X конференция по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на его основе «Кремний-2014» (Россия, Иркутск, 7 – 12 июля, 2014 г.).

Публікації. У процесі виконання роботи за темою дисертації опубліковано 22 праці, у тому числі: 3 статті у зарубіжних журналах, з них 2 у міжнародній наукометричній базі SCOPUS; 6 статей у фахових журналах України; 1 стаття в інших наукових виданнях України; 3 праці у матеріалах зарубіжних конференцій; 8 – у матеріалах Міжнародних конференцій; 1 праця у матеріалах Всеукраїнських конференцій. Перелік публікацій наведено наприкінці автореферату.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, п'яти розділів, висновків та списку використаних джерел з 200 найменувань. Загальний обсяг роботи становить 147 сторінок і містить 69 ілюстрації та 8 таблиць.

РОЗДІЛ 1

СПОСОБИ ОТРИМАННЯ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ, ЇХ ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТА ПЕРСПЕКТИВИ ПРАКТИЧНОГО ВИКОРИСТАННЯ (ОГЛЯД)

1.1. Ниткоподібні кристали – перспективний напрямок розвитку сучасної електроніки

Ниткоподібними кристалами називають монокристали ниткоподібної форми, яка зумовлює істотні особливості їх фізичних властивостей. Це можуть бути голки прями, або закручені в спіраль, плоскі стрічки, утворення неправильної форми та з відгалуженнями. Для таких незвичайних кристалів були запропоновані найменування «віскери», «вуса», «ниткоподібні кристали», під якими мали на увазі кристали з діаметром не більше 50 мкм з відношенням довжини до діаметра більше 100. Напрямки їх росту зазвичай збігаються з кристалографічними напрямками з малими індексами. Властивості різко залежать від їх товщини і досконалості структури. На першому місці серед цих властивостей є міцність, що наближається для малих поперечних розмірів до теоретично можливих меж, розрахованих виходячи з сили зв'язку атомів у ґратці (рис. 1.1). Вперше це було помічено авторами [1] на кристалах олова, які виростили у вигляді тонких ниток (1-2 мкм) на електропокриттях.

У звичайних матеріалах зниження міцності пов'язано з присутністю структурних дефектів у кристалічній ґратці (дислокацій) і поверхневих концентраторів напружень (тріщин тощо). Висока міцність ниткоподібних кристалів та інші їх специфічні властивості пов'язані або з відсутністю цих дефектів або з їх особливим розташуванням у кристалі, або з особливим впливом поверхні, який зростає при зменшенні поперечних розмірів кристалів. Оскільки особливості будови кристалів формуються в процесі вирощування, вивчення ниткоподібних кристалів потрібно починати з дослідження умов їх утворення [2].

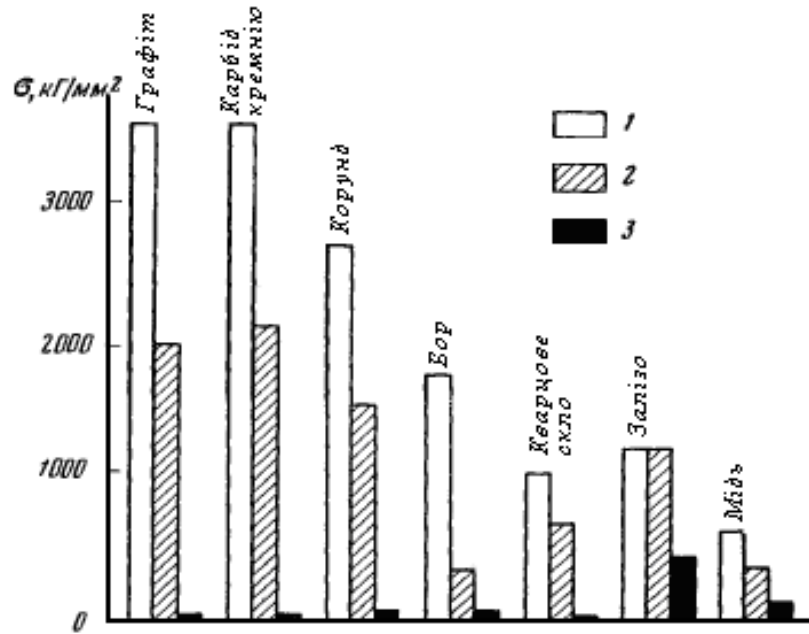


Рис. 1.1. Міцність ниткоподібних кристалів порівняно з теоретичною і реальною міцністю різних матеріалів. 1 – теоретична міцність; 2 – міцність ниткоподібних кристалів; 3 – міцність масивних зразків [2]

У даний час ниткоподібні кристали відомі не тільки як об'єкт з незвичайною морфологією, але головним чином як об'єкт з унікальними властивостями, які набувають нові цікаві застосування. Для вивчення цих властивостей, зв'язку їх з умовами утворення і особливостями будови розроблено багато методів вирощування ниткоподібних кристалів у лабораторних умовах.

Незвичайні властивості ниткоподібних кристалів знаходять все більше і більше практичне застосування, що ставить питання про необхідність їх штучного отримання в значних кількостях. До теперішнього часу вирощені ниткоподібні кристали величезної кількості речовин при найрізноманітніших умовах – з пари, розчину, розплав, в гелях, в твердій фазі [3].

За останні десятиліття кількість публікацій, посвячених проблемам синтезу ниткоподібних мікро- і нанокристалів, зросла на два порядки. Причиною цьому є різке підвищення інтересу дослідників до проблем отримання та практичного використання НК, обумовлене розробкою методів синтезу і характеристичної нанорозмірних кристалічних структур, а також

відкриттям нових перспектив їх приладового застосування. Разом з тим, зусилля з розробки промислових технологій синтезу НК на даний час не привели до бажаного результату. Існуюча ступінь готовності технологій НК недостатня для їх промислового використання.

У 2008 році ниткоподібні кристали включені до Міжнародної шляхової карти розвитку технологій напівпровідників, як один з найбільш перспективних напрямків розвитку електроніки на майбутні 10 років. В рамках Європейського Союзу розпочато проект переведення технологій НК з дослідницького рівня на рівень технологій індустріалізації.

Огляд літературних джерел показує, що в роботах різних авторів досліджуються закономірності росту ниткоподібних мікро- і нанокристалів практично всіх напівпровідникових матеріалів, більшості металів і багатьох діелектриків: це і однокомпонентні напівпровідники Si [4–9], Ge [10–12]; складні напівпровідники груп III–V GaN [13–17], GaP [18] GaAs [19–25], InAs [26–30] InN [31–34] InSb [35–36] InP [37, 23]; напівпровідники групи II–VI FeS₂ [38] ZnO [39–43]; метали Ag [44], Au [45, 46], Bi [47]; потрійні сполуки InGaAs [48], GaAsP [49], GeSbTe [50], GeSb₂Te₄ [51], а також діелектрики [52] і магнітні матеріали Mn₅Ge₃ [53, 54].

1.2. Аналіз способів отримання ниткоподібних кристалів

На даний час ниткоподібні кристали отримують різними способами:

- осадженням з газової фази;
- у результаті хімічних реакцій;
- при так званому спонтанному рості;
- при кристалізації в розчинах;
- при кристалізації в електричному полі;
- при крихкому і пластичному руйнуванні кристалів.

1.2.1. Осадженням з газової фази. Цей спосіб заслуговує особливої уваги, оскільки, по-перше, він дає найбільш досконалі і вільні від домішок ниткоподібні кристали і, по-друге, при вирощуванні з газової фази простіше,

ніж в інших випадках, можна досліджувати умови росту. Осадженням з газової фази зазвичай отримують ниткоподібні кристали металів, але також можна отримати і інші речовини, наприклад NaCl, MgO [55, 56]. Сам метод полягає в наступному. Вихідна речовина в запаяній, відкачаній або заповненій інертним газом колбі поміщається в градієнтну піч, де вона випаровується. Пари речовини переносяться в більш холодну зону, де і відбувається кристалізація. Ниткоподібні кристали ростуть при спеціальному підборі градієнта температур, тиску газу тощо. Вони завжди утворюються в областях малих пересичень при температурах на 30–200°C нижче температури плавлення. У більш холодних зонах осад формуються у вигляді дрібних кристаликів. Ріст ниткоподібних кристалів з газової фази завжди відбувається від вершини. Визначення напрямку, в якому йде приєднання речовини, має важливе значення для з'ясування механізму їх утворення. Швидкість росту ниткоподібних кристалів з газової фази визначається дифузією речовини до зростаючої грані і підпорядковується закономірностям, що випливають з дифузійно-дислокаційного механізму зростання [2].

1.2.2. У результаті хімічних реакцій. Ріст ниткоподібних кристалів може відбуватися при хімічних реакціях, що відбуваються в газовій, рідкій або твердій фазі. Специфіка процесів визначається умовами дослідів [2].

При відновленні галогенідів. Цей спосіб дає можливість досить швидко отримувати ниткоподібні кристали у великій кількості. Вихідну галоїдну сіль у човнику з тієї ж речовини, що й відновлюваний метал, або з тугоплавкого матеріалу, поміщають у піч, яка нагрівається до температур, при яких відбувається відновлення галогеніду в струмені водню, або його термічна дисоціація. При цьому на стінках і дні човника виростають ниткоподібні кристали. При відновленні галогенідів ниткоподібні кристали ростуть як з вершини (з газової фази), так і з основи (з рідкої фази), оскільки ріст відбувається в човнику, заповненому розплавленим галогенідом і в атмосфері його парів. Таким способом вирощують ниткоподібні кристали металів і

напівпровідників. З підвищенням температури збільшується товщина кристалів, їх кількість, зменшується час протікання реакції. Довжина ниткоподібних кристалів і їх число зростають при збільшенні кількості вихідної солі. Ниткоподібні кристали, вирощені при відновленні галогенідів, завжди містять домішки, що зменшує їх міцність [2].

Отримання ниткоподібних кристалів методом кристалізації з газової фази через рідку (ПРК). Особливість методу полягає в тому, що кристалізація парів здійснюється через проміжний шар рідини. На поверхню підкладки наноситься шар або крапля розчинника, який повинен утворювати при температурі кристалізації рідкий розчин (розплав) з речовиною, яка кристалізується, володіти низькою пружністю парів і співвідношенням натягів міжфазних меж, що забезпечує потрібне змочування. Речовина, яка кристалізується надходить з газової фази або шляхом відновлення галогеніду, або в результаті транспортної реакції. Поверхня рідини є кращим місцем конденсації пари, поступово рідина виявляється пересиченою речовиною, яка надходить з пари, і вона виділяється на межі кристал-рідина. Перенесення речовини всередині краплі відбувається шляхом дифузії, але швидкість росту кристала визначається не швидкістю дифузії, а швидкістю кристалізації речовини. Ниткоподібні кристали ростуть, коли шар рідини розбивається на дрібні краплі. Товщина цих кристалів визначається діаметром краплі, яка під час кристалізації міститься на вершині голочки у вигляді напівсферичної шапочки (складається в основному з металу-розчинника) (рис. 1.2). Цей метод зручний тим, що дає досконалі кристали при температурах, відносно низьких порівняно з температурою плавлення [2].

1.2.3. При так званому спонтанному рості. Ниткоподібні кристали металів з низькою температурою плавлення (Sn, Cd, Zn, Sb, In тощо) здатні рости на тонких шарах металу без будь-якого стороннього впливу при кімнатній температурі. Для спонтанного росту характерне існування тривалого інкубаційного періоду (іноді кілька років). Вирощені ниткоподібні

кристали дуже тонкі (від сотих часток мікрона до декількох мікрон), довжина їх рідко перевищує 1 мм.

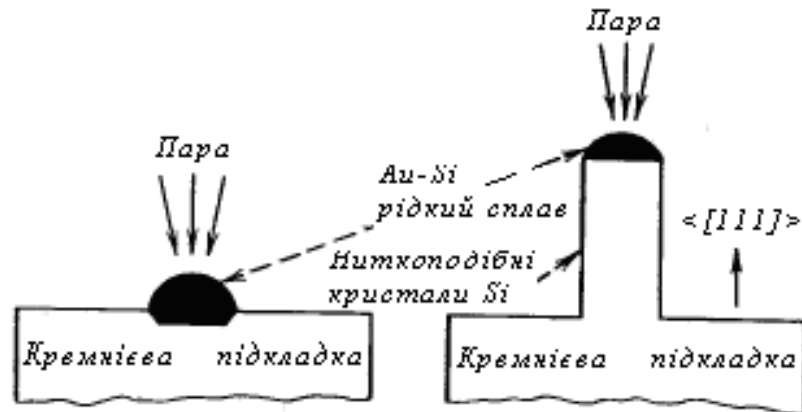


Рис. 1.2. Схема росту ниткоподібних кристалів за механізмом ПРК [2]

При спонтанному рості ниткоподібні кристали ростуть тільки на тонких шарах металу – покриттях – і ніколи не утворюються на монокристалах. Істотний вплив має товщина покриття. Швидкість росту ниткоподібних кристалів зростає до $1,5 \text{ \AA}/\text{с}$ і при цьому сильно скорочується інкубаційний період на покриттях, осаджених при низькій температурі. Напрямки росту збігаються з напрямками з малими індексами, часто – це напрямки ковзання [201] [2].

1.2.4. При кристалізації в розчинах. Ниткоподібні кристали з розчинів отримують різними способами [57]:

При охолодженні насиченого розчину на перших і останніх стадіях кристалізації. Якщо приготовлений при 75°C насичений розчин KBr швидко охолодити до 35°C , то в ньому з'являються вуса KBr. У перші секунди утворюються дуже гнучкі вуса, діаметр яких становить 10 мкм, а довжина до 1 см. Якщо ж процес охолодження продовжити, то через 15 секунд вуса починають потовщуватись і досягають діаметра 100 мкм приблизно за 10 хв. При цьому довжина практично не змінюється, але гнучкість повністю втрачається. Вважається, що ріст ниткоподібних кристалів солей металів при швидкому охолодженні їх насичених розчинів відбувається на дислокаціях,

що виникають на частинках сторонніх домішок [57].

На вологих кристалах при повільному висиханні. Було зафіксовано утворення на монокристалах NaClO_3 , вийнятих із живильного розчину і поміщених в ексикатор, численних вусів діаметром від 1 до 20 мкм і довжиною до 15 мм. Ріст вусів NaClO_3 припинявся тільки після повного висихання слідів розчину на поверхні граней кристала. Орієнтація вусів істотно залежала від температури [58].

На кристалічній затравці у розчинах, що містять органічні домішки. Домішки впливають на такий спосіб вирощування ниткоподібних кристалів. Було встановлено, що ріст вусів KCl на вологому кристалі KCl , який повільно висихає, значно прискорюється при введенні в розчин домішок Ca^{2+} або S^{2-} [58].

При кристалізації через пористе середовище. Пористими перегородками і середовищами можуть бути: кераміка, целофан, колодій, силікагель тощо. Злегка недонасичений двокомпонентний розчин LiCl і KF поміщався у мішечок з целофану (або колодію), через пори якого відбувалося дуже повільне випаровування розчину. Через один-два дні на зовнішній поверхні мішечка з'являлися вуса KCl , а на внутрішній поверхні мішечка – вуса LiF діаметром 3-5 мкм і довжиною до 3 мм. Ріст ниткоподібних кристалів першими трьома методами, мабуть, якісно підпорядковується тим же закономірностям, що і ріст з газової фази [58].

1.2.5. При кристалізації в електричному полі

При електролізі. У процесі електролізу в області малих струмів метал на катоді іноді осідає у формі ниток. За допомогою електролізу зазвичай здійснюють металізацію підкладок, які проводять електричний струм. У розчин солі металу, яким потрібно покрити підкладку, поміщають електроди, приєднані до джерела постійного струму. Негативним електродом (катодом) служить підкладка. Позитивно заряджені іони металу переміщуються до неї, захоплюють електрони і, перетворюючись у нейтральні атоми, осідають на підкладці, утворюючи щільне металеве покриття. Міцність ниток, що

утворюються при електролізі, завжди менша, ніж у ниткоподібних кристалів тих же металів, отриманих іншими способами, електроопір значно нижчий.

У дузі високого тиску. Ниткоподібні кристали графіту утворюються у дузі високого тиску при струмі 70-80 А в закритій камері, наповненій інертним газом під тиском 90 атм. У міру випаровування позитивного електрода на негативному електроді утворюються нарости довжиною кілька сантиметрів, наскрізь пророслі ниткоподібними кристалами товщиною від 0,5 до 5 мкм і довжиною до 3 см. Найбільш цікавою формою володіють «ниткоподібні кристали», утворені з базисних стрічок, закручених у циліндричну «сигару». Кожна стрічка має товщину декілька сотень ангстрем.

1.2.6. При крихкому і пластичному руйнуванні кристалів. При розколюванні кристалів утворюються голчасті осколки з віссю, паралельною напрямку тріщини, які часто мають перетин правильної геометричної форми. Виявилося, що такі осколки товщиною кілька мікрон володіють такими ж високими пружними властивостями, як і ниткоподібні кристали. Утворення ниткоподібних осколків відбувається також при пластичному руйнуванні кристалів. Ще давно було припущено на підставі спостережень природних голчастих мінералоутворень, що кристалічні нитки можуть виникати при пластичному руйнуванні кристалів з двома рівноцінними системами ковзання. Пізніше було виявлено виникнення монокристалічних трісок, що супроводжували розповсюдження тріщини при пластичному руйнуванні кристалів уздовж двох взаємно ортогональних площин ковзання [2].

1.3. Области застосування ниткоподібних кристалів

Ниткоподібні кристали знаходять різноманітні області застосування: в якості чутливих елементів датчиків малих концентрацій різних газів і рідин [59–61], фотодатчиків [62, 63], температурних елементів різних приладів [64], а також у створенні біосенсорів [65–67].

Завдяки досконалості структури НК володіють високою добротністю і можуть служити механічними осциляторами високої чутливості. У

ниткоподібних кристалах Fe можна порушити резонансні коливання [68]. Такі резонатори можна застосовувати в якості датчиків температур і тиску, оскільки резонансна частота є функцією цих параметрів. Ниткоподібні кристали є унікальним матеріалом для виготовлення тензодатчиків, оскільки область їх пружної деформації в сотні разів перевершує область роботи дротяних тензодатчиків. Найбільш ефективно використовувати для цих цілей напівпровідникові ниткоподібні кристали, оскільки вони володіють максимальною тензочутливістю. Ниткоподібні кристали застосовуються в якості емітерів в іонних проекторах, наповнювачів у пластикових, металевих і керамічних матрицях [70]. Застосування їх для армування пластиків має ряд переваг перед скляними і азбестовими нитками. Використання ниток з модулем пружності в 5 разів більшим, ніж у скляних ниток, і в 2 рази більшим, ніж у азбесту, значно підвищує міцність склопластиків при збереженні їх легкості. Високоміцні ниткоподібні кристали застосовуються у дискових муфтах, шестернях коробок передач, важко навантажених механізмах катапулт тощо. Що стосується електроніки, то в ній ниткоподібні кристали знаходять все ширше застосування. За даними вчених США, композити з направлено розташованих вусів у різних матрицях можуть з успіхом використовуватися в найрізноманітніших схемах, пристроях та електронних матеріалах. До їх числа відносяться безконтактні ключі та змінні опори, безщіточні двигуни постійного струму, зонди для вимірювання магнітних полів у сучасних криогенних магнітах, інфрачервоні поляризатори, феромагнітні матеріали з покращеними властивостями, антикатоди, контактні схеми для отримання зображення, електронно-оптичні перетворювачі, термічні провідники і надпровідники 2-го роду тощо. Армування вусами електричних контактів помітно підвищує їх довговічність при різкому покращенні якості їх роботи. Цікавий напрямок застосування металічних вусів – створення надміцного дроту зі звичайних металів. Додаток до залізної дротини 8 мас.% вусів Fe підвищує її міцність при розтягу на 34%. Збільшення об'ємної частки такої арматури на 20% підвищує

міцність виробів майже вдвічі. Абсолютно несподіване застосування металічних вусів запропонували американські фахівці зі зварювання металевих матеріалів. Виявилося, що вуса можуть армувати навіть зварні шви. При пропущенні ниткоподібних кристалів через зварювальну дугу їх властивості не погіршуються, тому досить заздалегідь приготувати палички припою з добавками ниткоподібних кристалів, а потім вже з їх допомогою проводити зварювання. При цьому зварний шов виходить дуже міцним, що і гарантує довговічність зварної конструкції. Описується також можливість застосування магнітних металевих вусів Fe, Co, Ni в магнітних рідинах на заміну нині використовуваних високодисперсних частинок карбонільного заліза [3].

1.4. Фізичні властивості ниткоподібних кристалів Si та $Si_{1-x}Ge_x$

1.4.1. Електрофізичні властивості НК Si та $Si_{1-x}Ge_x$

Дослідження електропровідності та п'єзоопору ниткоподібних кристалів Si, Ge та твердих розчинів $Si_{1-x}Ge_x$ у широкому інтервалі температур та деформацій дає змогу встановити особливості поведінки легуючих домішок та механізми перенесення носіїв заряду у мікрокристалах при різних температурах, а також визначити робочий температурний інтервал сенсорів фізичних величин створених на їх основі.

В основу роботи напівпровідникових сенсорів різноманітних фізичних величин покладено температурну залежність електропровідності кристалів та її зміни під впливом зовнішніх механічних навантажень. При створенні сенсорів для інтервалу низьких температур необхідно враховувати, що у цьому випадку електрофізичні властивості напівпровідників визначатимуться ступенем легування і типом легуючої домішки, ступенем компенсації і мірою наближення до переходу метал-діелектрик (ПМД). Однак ПМД може бути забезпечений як відповідним ступенем легування, так і механічно шляхом деформуванням кристалів. Це зумовлює необхідність вивчення впливу ступеня легування та температурної поведінки легуючої домішки на

електропровідність напівпровідникових кристалів кремнію, германію та твердих розчинів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, а також її зміни під впливом стиску чи розтягу кристалів.

У роботах [71–73] проводились дослідження електропровідності та п'єзоопору кількох груп зразків ниткоподібних кристалів p -Si з різним ступенем легування бором у широкому інтервалі температур (від 1,7 до 300 К). Кристали були підібрані таким чином, щоб концентрація бору відповідала як діелектричному, так і металевому боку переходу метал-діелектрик. Зразки деформувались у напрямку росту кристалів. Було показано, що для сильнолегованих кристалів у всьому температурному інтервалі характерний типовий металевий хід температурної залежності питомого опору. П'єзоопір цих кристалів має класичний (смітівський) характер: під дією деформації розтягу – зростає, а під дією деформації стиску – зменшується. У цьому випадку коефіцієнт тензочутливості зберігає типовий для кремнію p -типу провідності позитивний знак, як при деформації розтягу, так і при деформації стиску.

У кристалах концентрація легуючої домішки в яких відповідає металевому боку ПМД, але є близькою до критичного значення, характерною є істотна зміна температурного ходу питомого опору під дією деформації розтягу та стиску. Зокрема, при температурах рідкого гелію високий рівень деформації стиску призводить до зміни знака коефіцієнта тензочутливості, що свідчить про наявність «некласичного» п'єзорезистивного ефекту [72].

Температурні залежності питомого опору НК Si з концентрацією легуючої домішки поблизу ПМД з діелектричного боку переходу в усьому досліджуваному температурному інтервалі мають типовий напівпровідниковий хід залежності $\rho(T)$. Одновісна деформація надзвичайно ефективно впливає на питомий опір таких НК в області низьких температур. Навіть невелика деформація розтягу $\varepsilon_0 = 4,7 \cdot 10^{-4}$ відн. од. збільшує питомий опір зразка в області гелієвих температур більше як у 100 разів, а деформації стиску $\varepsilon_0 = -3,8 \cdot 10^{-3}$ відн. од. приводить до зростання питомого опору більше

ніж у 2000 разів. Величезні значення коефіцієнта тензочутливості при температурах рідкого гелію виникають внаслідок «некласичного» механізму п'єзоопору [73], що зумовлений транспортом носіїв по локалізованих або частково локалізованих домішкових станах.

Дослідження електропровідності сильнолегованих ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в області переходу метал-діелектрик дозволило виявити ряд ефектів: гігантський п'єзорезистивний ефект, який спостерігається при низьких температурах [74], досить значний для алмазоподібних напівпровідникових кристалів магніторезистивний ефект [75], специфічний термоелектричний і п'єзотермоелектричний ефекти [76]. Фізичні механізми вищезгаданих ефектів досить ґрунтовно вивчені у зразках з концентрацією домішки у безпосередній близькості до ПМД [74–76].

У роботі [77] досліджено вплив деформації та магнітного поля на поведінку електропровідності ниткоподібних кристалів твердого розчину $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0,01-0,05$) з концентрацією домішки бору $(1-4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при низьких температурах 4,2–50 К. Показано, що особливості некласичного п'єзоопору (пов'язаного з наявністю стрибкової провідності по домішковій зоні) проявляються в температурному інтервалі 4,2-50 К. Виявлені специфічні особливості провідності у зразках з концентрацією домішки $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, у яких домішковий рівень вироджується в домішкову зону. Зокрема, у температурній залежності коефіцієнта тензочутливості виявлений максимум при $T = 15-18$ К. Дослідження провідності НК в магнітному полі також вказують на специфічну поведінку магнітоопору (МО) в температурному інтервалі 10–20 К – спостерігається явище від'ємного магнітоопору (ВМО). Максимальне значення ВМО припадає на діапазон магнітного поля 7–8 Тл і становить ≈ 3 %. Встановлені ефекти пояснюються особливостями стрибкової провідності по делокалізованих станах [78].

1.4.2. Магніторезистивні характеристики НК Si та Si_{1-x}Ge_x

Під впливом магнітного поля траєкторія руху носіїв заряду у кристалах змінюється, внаслідок чого виникає магнітоопір, що дорівнює відношенню зміни опору кристала в магнітному полі ΔR_B до значення опору без поля R_0 :

$$\frac{\Delta R_B}{R_0} = \frac{R(B) - R(0)}{R_0} \cdot 100\% .$$

Магнітоопір кристалів залежить від орієнтації зразка відносно магнітного поля. Це пов'язано з тим, що магнітне поле не змінює проекцію швидкості частинок на напрям магнітного поля, але завдяки силі Лоренца відхиляє їх траєкторії у площині, перпендикулярній до магнітного поля. Тому вплив поперечного поля кристала більший ніж повздовжнього [79].

Дослідження поведінки електропровідності під впливом зовнішнього магнітного поля дає додаткову інформацію про природу домішкової провідності сильнолегованих кристалів із концентрацією домішки поблизу ПМД, і є одним із методів пояснення характеру провідності напівпровідникових НК в області криогенних температур, зокрема транспорту носіїв заряду в НК Si та Si_{1-x}Ge_x, що є актуальною науковою проблемою, оскільки на основі цього можна пояснити фізичні процеси, на яких базується робота сенсорів, а також прогнозувати їх характеристики та параметри.

У роботах [80, 81] було проведено дослідження магнітоопору НК Si з різним ступенем легування поблизу ПМД в магнітних полях до 14 Тл при низьких температурах 4,2–60 К. Було показано [80], що вплив температури на зміну опору недеформованих НК, концентрація бору в яких близька до ПМД з металевого боку, зумовлює в сильних магнітних полях зменшення за величиною поперечного магнітоопору із підвищенням температури від 4,2 до 57 К. Такі ж результати одержано на недеформованих НК Si з концентрацією бору, що відповідає діелектричному боку ПМД, а також на кристалах, які піддавалися дії одновісної деформації стиску.

Автори робіт [82–88] проводили дослідження впливу температури на

поведінку магнітоопору в НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ з різною концентрацією легуючої домішки. Показано, що в області криогенних температур у сильному магнітному полі (~ 14 Тл) значення магнітоопору зменшується із підвищенням температури для сильнолегованих зразків із концентрацією бору, що відповідає як діелектричному, так і металевому боку ПМД. Подібні результати одержали автори [89] для зразків германію n -типу провідності, легovanого Sb до концентрації, яка близька до критичної концентрації ПМД. Така поведінка магнітоопору пояснюється зміною механізму провідності в легованих напівпровідниках поблизу ПМД, а саме, сильним розсіянням електронів, коли електрон ніби захоплюється домішковим центром і його рух у середньому сповільнюється, що і відображається на характері електрон-електронних взаємодій, спричинених неупорядкованістю системи у сильнолегованих напівпровідниках. За оцінкою авторів [90, 91], поблизу ПМД електрони знаходяться у проміжному стані, тобто частково локалізовані (відчувають сильну електрон-електронну взаємодію).

Вплив температури на магнітоопір у сильних магнітних полях автори [92, 93] пояснюють у межах теорії кватових поправок. За цією моделлю

$$\frac{\Delta R}{R} \approx T^{-\alpha},$$

де $\alpha = 3/2$ [94]. За результатами [95] значення $\alpha = 1,35$ у магнітному полі 14 Тл при температурі 4,2 К. Тобто спостерігається задовільна кореляція. Але ця теорія є непридатною для пояснення температурних залежностей магнітоопору в області слабких магнітних полів, що добре видно під час аналізу температурної поведінки ВМО.

Таким чином, аналіз поведінки магнітоопору в області криогенних температур приводить до висновку, що низькотемпературні особливості явищ переносу носіїв заряду в сильнолегованих напівпровідниках, у випадку НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ p -типу провідності, не можна пояснити на основі теорії кватових поправок без урахування перекриття домішкових і зонних станів [90, 91].

У [88] показано, що для НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ з металевим характером провідності та питомим опором, нижчим від критичного ($\rho_k = 0,009 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), наприклад, $\rho_{300} = 0,008 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, при температурі 4,2 К та індукції магнітного поля 14 Тл магнітоопір становить $\sim 6\%$, у той час, як для зразків з концентрацією бору, що відповідає діелектричному боку ПМД, величина магнітоопору більша 30%. В міру віддалення від ПМД з діелектричного боку (зменшення концентрації легуючої домішки) магнітоопір зростає, досягає максимального значення 70% для зразка з $\rho_{300} = 0,012 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, а потім знову зменшується до 50% в НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ з $\rho_{300} = 0,018 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.

Отже, дослідження авторів [88] показали, що ступінь легування впливає не лише на значення магнітоопору, але й на характер його залежностей від величини магнітного поля. Авторами також показано, що у зразках з концентрацією бору, що відповідає діелектричному боку ПМД, із низьким вмістом германію ($x = 0,002\text{--}0,03$), спостерігається зміна магнітоопору за квадратичним законом, у той час, як у зразках з металевого боку ПМД – експоненціальним, що описується за формулою

$$\frac{\Delta R_B}{R} \sim \exp(B^n),$$

де B – індукція магнітного поля, n – показник степеня. Залежно від ступеня легування зразків та температури вимірювання показник степеня змінюється в межах $n = 0,5\text{--}2$. Магнітоопір зразків з металевого боку ПМД дуже малий і слабо змінюється з полем в усьому діапазоні 0–14 Тл, що пов'язано зі збільшенням електрон-електронної взаємодії у сильнолегованих НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Відповідно [96], квадратичний закон зміни магнітоопору відповідає зонній провідності або провідності по локалізованих станах верхньої зони Хаббарда з енергією активації ΔE_2 . Експоненціальний характер зміни магнітоопору зумовлений домішковою провідністю по нижній зоні Хаббарда з енергією активації ΔE_3 . При температурі 4,2 К відбувається поєднання обох механізмів провідності, що приводить до зменшення абсолютної величини магнітоопору.

На основі проаналізованих експериментальних результатів можна зробити висновок, що експоненціальна залежність магнітоопору з магнітним полем характерна лише для зразків із дуже низьким вмістом германію ($x \leq 0,01$) та високим ступенем легування, що відповідає металевому боку ПМД ($\rho_{300} < 0,009 \text{ Ом}\cdot\text{см}$).

1.5. Електрофізичні та магніторезистивні властивості НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ зумовлені електронним опроміненням

У роботі [97] досліджено вплив електронного опромінення на низькотемпературну провідність і магнітоопір ниткоподібних кристалів кремнію і $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0,03$) p -типу з концентрацією бору поблизу переходу метал-діелектрик (ПМД). Авторами встановлено, що для сильно легованих (вироджених) НК кремнію з концентрацією бору поблизу ПМД і твердого розчину $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ опромінення електронами з енергією 10 MeV і флюенсом $1 \cdot 10^{17} \text{ ел/см}^2$ не спричиняє істотних змін опору кристалів у всьому дослідженому інтервалі температур 4,2–300 К, у той час як збільшення флюенсу до $1 \cdot 10^{18} \text{ ел/см}^2$ зумовлює значне зростання опору НК, особливо при криогенних температурах. Одержані результати пояснюються тим, що під час опромінення кремнію, легованого бором, утворюються комплекс вакансія + бор, якому відповідає рівень $E_v + 0,45 \text{ eV}$, а також пара міжвузловий атом бору + бор заміщення, якому відповідає рівень $E_c - 0,26 \text{ eV}$, тобто утворюються радіаційні дефекти (РД) з глибокими акцепторними рівнями і одночасно вводяться компенсуючі донорні РД, які зменшують концентрацію дірок. Під час опромінення електронами з енергією $E = 10 \text{ MeV}$ атомам кремнію передається енергія і створюється каскад зміщень. Отже, під час опромінення кристалів електронами з енергією $E = 10 \text{ MeV}$ створюється набір кластерів із різною кількістю зміщених атомів і, відповідно, різних розмірів [98].

Одержані результати [97] для НК кремнію добре узгоджуються з даними роботи [99], в якій наведено результати дослідження впливу електронного опромінення на провідність сильно легованого бором кремнію. У цій роботі

після опромінення електронами експериментально спостерігалось зменшення провідності кремнію з одночасним зменшенням рухливості носіїв та зменшенням їх концентрації. Тому за аналогією зменшення провідності НК кремнію, легованого бором, після опромінення електронами можна пояснити як процесами розсіювання носіїв струму на вторинних радіаційних дефектах, яке приводить до зменшення рухливості носіїв, так і зменшенням концентрації носіїв.

Автори [97] провели, також, низькотемпературні дослідження. Було встановлено такі особливості зміни провідності досліджуваних НК кремнію та $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ p -типу під впливом електронного опромінення: найменші зміни опору опромінених кристалів у всьому інтервалі температур 4,2–300 К спостерігались для сильно легованих НК Si з $\rho_{300\text{K}} = 0,006 \text{ Ом}\cdot\text{см}$; зі збільшенням питомого опору кристалів (зменшенням концентрації легуючої домішки – бору) збільшується вплив опромінення на провідність кристалів у всьому досліджуваному інтервалі температур; найбільші зміни провідності (опору) досліджуваних кристалів з концентрацією бору поблизу ПМД під впливом опромінення відбуваються при низьких температурах, особливо при температурі рідкого гелію; опромінення при кімнатній температурі високоенергетичними електронами з флюенсом $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ ел/см}^2$ не приводить до істотних змін величини опору кристалів, що можна використати для створення радіаційностійких сенсорів на основі цих НК.

У [97] проводились, також, дослідження впливу електронного опромінення на магнітоопір НК Si та $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0,03$) p -типу провідності, легованих бором, при температурі рідкого гелію. Встановлено, що магнітоопір цих кристалів збільшується після опромінення. Автори спостерігали кореляцію між впливом електронного опромінення на опір і магнітоопір кристалів при низьких температурах: одночасно зі збільшенням опору після опромінення зростає й їх магнітоопір. При флюенсі $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ ел/см}^2$ магнітоопір опромінених кристалів змінюється дуже слабо порівняно з неопроміненими кристалами, а при $\Phi = 1 \cdot 10^{18} \text{ ел/см}^2$ спостерігаються помітні

зміни величини магнітоопору при температурі рідкого гелію. Зростання температури вимірювання від 4,2 до 40 К приводить до зменшення абсолютної величини магнітоопору для опромінених НК твердого розчину $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Виявлені зміни магнітоопору пояснюються особливостями стрибкової провідності носіїв у домішковій зоні при низьких температурах. Під час опромінення в кристалах утворюються нейтральні дефекти, які не роблять прямий внесок у провідність, а впливають на густину станів у домішковій зоні, зокрема приводять до делокалізації енергетичних рівнів. Заповнення делокалізованих станів зумовлює утворення діркових пар внаслідок антиферомагнітної обмінної взаємодії магнітних моментів носіїв [90].

1.6. Перспективи практичного застосування ниткоподібних кристалів Si та $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

1.6.1. Надійні тензорезистори на основі НК кремнію

Автори робіт [100–102] проводили теоретичні та експериментальні дослідження п'єзорезистивних властивостей НК кремнію *p*-типу, легованих бором, в діапазоні концентрацій домішок від $1 \cdot 10^{17}$ до $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в широкому температурному інтервалі 4,2–650 К. Проведені дослідження показали, що НК кремнію *p*-типу мають великий поздовжній коефіцієнт п'єзоопору, тобто характеризуються високою тензочутливістю ($K \geq 100$), що робить їх придатними для створення на їх основі різних п'єзорезистивних сенсорів механічних величин, які здатні працювати в різних температурних діапазонах.

Таким чином, можна відзначити наступні переваги НК кремнію *p*-типу, що сприяють їх використанню в сенсорах механічних величин: унікальна механічна міцність мікрокристалів; розміри НК відповідають необхідним розмірам чутливих елементів сенсорів, що дозволяє уникнути трудомістких технологічних операцій; напрямок росту НК відповідає напрямку максимального п'єзорезистивного ефекту в кремнії *p*-типу, що дозволяє

реалізувати в сенсорах максимальну тензочутливість для даного матеріалу; можливість легування НК в процесі росту забезпечує отримання кристалів Si з заданими електричними параметрами.

У роботі [103] розроблені авторами тензорезистори на основі НК кремнію володіють прекрасними механічними властивостями. Вони витримують деформації розтягування-стиснення $\varepsilon_0 = \pm 5 \cdot 10^{-3}$ відн. од. (0,5%), а тензорезистори на основі НК товщиною 10 мкм можуть працювати в області пружних деформацій до 1%. Втомні випробування показали, що ці тензорезистори витримують понад 10^7 циклів знакозмінної деформації з амплітудою $\varepsilon_0 = \pm 1 \cdot 10^{-3}$ відн. од. без поломок і утворення тріщин; працездатні при впливі великих прискорень; добре переносять вібрації, перевантаження, ударні прискорення.

Проведені в [100–102] дослідження дозволили визначити оптимальні рівні легування НК кремнію бором для виготовлення тензорезисторів, придатних для роботи в різних температурних діапазонах. Тензорезистори на основі НК кремнію *p*-типу з концентрацією бору $(1-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ володіють найбільш оптимальними характеристиками в діапазоні температур $+20 - +450^\circ\text{C}$. При 20°C вони мають великий коефіцієнт тензочутливості $K = 100-140$ і невеликий температурний коефіцієнт опору (ТКО), рівний $+ (0,08-0,12)\%/^\circ\text{C}$. Можливість роботи цих тензорезисторів при високих температурах забезпечується як властивостями самого кремнію, в якому мікропластичність спостерігається тільки при температурі вищій $+500^\circ\text{C}$, так і технологією виготовлення тензорезисторів з платиновими контактами.

Автори [102] показали, що найбільш придатними для створення тензорезисторів і сенсорів механічних величин, працездатних при криогенних температурах аж до температури рідкого гелію, є сильно леговані НК кремнію *p*-типу з питомим опором $\rho \approx 0,005 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. При температурі 77 К їх коефіцієнт тензочутливості становить близько 100, а при 4,2 К дорівнює приблизно 140. Ці тензорезистори мають невеликі номінали опорів при криогенних температурах, а також лінійну залежність опору від температури

в діапазоні 77-300 К. Крім того, вони працездатні в сильних магнітних полях (до 5 Тл). Зміна їх коефіцієнта тензочутливості в цьому випадку не перевищує 3% [101]. Тензорезистори на основі спеціально легованих НК кремнію *p*-типу з концентрацією домішок поблизу переходу метал-напівпровідник мають при 4,2 К дуже високу тензочутливість: їх коефіцієнт тензочутливості досягає значення $K = (1-2) \cdot 10^4$ [102]. Такі тензорезистори можна використовувати як для вимірювання дуже малих деформацій при температурі рідкого гелію, так і для створення на їх основі чутливих сенсорів механічних величин, призначених для роботи при криогенних температурах.

Для оцінки радіаційної стійкості розроблених напівпровідникових тензорезисторів проводилося дослідження впливу електронного опромінення на їх параметри [103]. Досліджувалися тензорезистори на основі НК кремнію, легованих бором, з питомим опором $\rho \approx 0,01-0,02$ Ом·см. Вони опромінювалися електронами високих енергій 4,2 і 14 МеВ при 20°C; доза опромінення складала $5 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{18}$ ел/см². Вимірювалися опір, ТКО і коефіцієнт тензочутливості тензорезисторів до і після опромінення. Для стабілізації параметрів опромінених *Si*-тензорезисторів вони піддавалися відпалу при температурі 120°C протягом двох годин. Після відпалу опір тензорезисторів та їх характеристики стають відтворюваними в діапазоні температур -100 – +100°C. Як показали вимірювання, ТКО тензорезисторів після опромінення значно зменшується в діапазоні +20 – +100°C. При дозі $1 \cdot 10^{18}$ ел/см² ТКО зменшується майже на 40% порівняно з неопроміненими тензорезисторами при зазначених значеннях енергій електронів. Опромінення тензорезисторів електронами з інтегральною дозою $\Phi \leq 1 \cdot 10^{17}$ ел/см² практично не змінює їх основних параметрів. Зі збільшенням інтегральної дози до $8 \cdot 10^{17} - 3 \cdot 10^{18}$ ел/см² опір тензорезисторів при нормальній температурі збільшується, у той час як їх ТКО в діапазоні температур +20 – +100°C зменшується. Таким чином, розроблені кремнієві тензорезистори зберігають свої характеристики після опромінення електронами високих енергій з дозою, що не перевищує $1 \cdot 10^{17}$ ел/см².

Вплив інших видів опромінення на властивості НК Si та Si-Ge та на роботу сенсорів на їх основі в літературних джерелах нами не виявлено.

1.6.2. Низькотемпературні сенсори механічних величин на основі ниткоподібних кристалів Si

У роботі [104] для оцінки можливості створення п'єзорезистивних сенсорів механічних величин на основі НК Si для низьких температур проводилось експериментальне моделювання роботи сенсорів. З цією метою досліджувались тензометричні характеристики НК Si з різним рівнем легування бором, закріплених на пружних елементах. Експериментально визначались температурні залежності опору НК Si на пружних елементах (балках) з інварного сплаву при різних рівнях деформації балки, з яких розраховувались залежності відносної зміни опору кристалів від деформації балки за фіксованих температур 4,2 К, 77 К, 300 К і температурні залежності коефіцієнта тензочутливості. Авторами досліджено 4 групи НК Si (табл. 1.1):

Таблиця 1.1.

Параметри досліджуваних груп зразків

Позначення групи зразків	Концентрація бору, см^{-3}	Питомий опір $\rho_{300\text{К}}$, Ом·см	Ступінь наближення до ПМД
Si:B1	$1 \cdot 10^{19}$	0,006	Область металеві провідності
Si:B2	$7 \cdot 10^{18}$	0,008	Металева область ПМД
Si:B3	$5,5 \cdot 10^{18}$	0,010	На переході метал-діелектрик
Si:B4	$3 \cdot 10^{18}$	0,013	Поблизу ПМД з діелектричного боку

Показано, що тензометричні характеристики НК Si:B1 у всьому інтервалі температур 4,2 – 300 К мають характер, типовий для класичного п'єзопору в кремнії *p*-типу. Для кристалів Si:B3 і Si:B4 в інтервалі температур 77–300 К спостерігався класичний п'єзоопір, за гелієвих температур тензометричні характеристики суттєво відрізняються: відбувається

стрімке зростання опору кристалів під дією деформації. Коефіцієнт тензочутливості для НК Si:B3 становить $GF_{4,2K} \geq 900$ при $\varepsilon_{\partial} = 1 \cdot 10^{-3}$ відн. од., а при деформації стиску стає від'ємним – $GF_{4,2K} = -320$; для кристалів Si:B4 коефіцієнт тензочутливості досягає значень $GF_{4,2K} = 6,4 \cdot 10^3$ при $\varepsilon_{\partial} = 1 \cdot 10^{-3}$ відн. од. та $GF_{4,2K} \geq -1 \cdot 10^4$ при $\varepsilon_{\partial} = -1 \cdot 10^{-3}$ відн. од.

При використанні сильнолегованих НК Si:B1 авторами створено сенсори механічних величин, працездатні в широкому інтервалі температур від температури рідкого гелію до кімнатної. Для збільшення чутливості сенсорів механічних величин в області гелієвих температур автори рекомендують використовувати НК Si:B4 з концентрацією бору поблизу ПМД з діелектричного боку [104].

Авторами [105] для вимірювання тиску рідкого гелію у циркуляційних системах охолодження магніту в установці ТОКАМАК розроблено сенсор тиску на діапазон 0–10 МПа. Показано, що використання НК Si:B4, які мають неklasичний п'єзоопір за низьких температур, дозволяє значно підвищити чутливість сенсора тиску рідкого гелію. Вихідний сигнал у цьому випадку становить 470 мВ без підсилення при струмі 100 мкА через тензорезистор. Для вимірювання тиску рідкого азоту у діапазоні 0–2,5 кПа розроблено сенсор на основі НК Si:B1. Чутливість розробленого сенсора тиску становить 46 мВ/кПа при живленні постійним струмом 10 мА. Розроблений сенсор тиску можна також використовувати для вимірювання рівня рідкого азоту; його чутливість становить 4 мВ/мм. Для вимірювання малих перепадів тиску ($\pm 6 \cdot 10^{-3}$ Па) кріогенних рідин (рідкого азоту та рідкого кисню) на фоні великого статичного тиску було розроблено спеціальний сенсор. Розроблений сенсор забезпечує лінійність градуовальної характеристики у всьому діапазоні вимірюваних перепадів тиску рідкого азоту $\Delta P = \pm 6 \cdot 10^3$ Па.

Висновки до розділу 1

Виходячи з викладеного матеріалу дослідження механізмів вирощування ниткоподібних кристалів і впливу зовнішніх факторів на їх властивості та перспективи практичного використання можна зробити такі висновки:

1. Дослідження ниткоподібних кристалів уточнюють наше уявлення про досконалість кристалічної ґратки та її властивості, а також про реальну структуру поверхні кристалів і її вплив на властивості кристалічних тіл.

2. Існує багато способів отримання кристалів у формі тонких ниток і голочок. В основі цих способів часто лежать абсолютно різні і не завжди до кінця з'ясовані механізми. Найбільш докладно досліджено процеси, які відбуваються при рості ниткоподібних кристалів з газової фази, проте, і цей метод потребує вдосконалення щоб одержувати матеріали перспективні для сучасної мікро- та наноелектроніки.

3. Ниткоподібні кристали, в тому числі Si та SiGe, мають ряд особливих властивостей, які відрізняють їх від макрокристалів. У першу чергу це незвичайна міцність, яка майже дорівнює теоретичній, це ряд механічних властивостей, це і переваги в оптичних, магнітних, електричних та хімічних властивостях. Але відсутній комплексний підхід у дослідженні цих властивостей починаючи з моменту вирощування кристалів і завершуючи виробленням рекомендацій щодо перспектив їх практичного використання.

4. У результаті вивчення впливу опромінення високоенергетичними електронами на леговані ниткоподібні кристали кремнію показано, що їх можна використовувати як чутливі елементи сенсорів механічних величин, стійких до дії електронного опромінення з енергією $E = 10 \text{ MeV}$ і флюенсом $\Phi \leq 4 \cdot 10^{17} \text{ ел/см}^2$, але невідомо як будуть змінюватися властивості ниткоподібних кристалів під впливом γ -квантів, протонів чи нейтронів.

5. Для з'ясування цього впливу необхідна сукупність експериментальних методів, включаючи вимірювання магнітної сприйнятливості за методом Фарадея, який є високочутливим і безконтактним, що забезпечує послідовність фізичного експерименту.

РОЗДІЛ 2

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ ТА ПІДБІР ЗРАЗКІВ

2.1. Методика вирощування ниткоподібних кристалів $Si_{1-x}Ge_x$ та їх структурні дослідження

2.1.1. Особливості вирощування ниткоподібних кристалів $Si_{1-x}Ge_x$ з газової фази

Для вирощування напівпровідникових ниткоподібних кристалів застосовують різні методики: газофазну епітаксію з метал-органічних сполук [106], хімічне осадження з газової фази (CVD) [107], молекулярно-променеву епітаксію (МПЕ) [108], метод магнетронного осадження [109], газофазну МПЕ [110], лазерну абляцію [111].

Дослідження умов вирощування ниткоподібних кристалів Si та Si-Ge як *n*- так і *p*-типу провідності проводились у роботах [92-128].

Найбільш поширеним способом отримання НК є ріст з каталітичних крапель-затравок. На підкладку осідає тонка плівка речовини-активатора (найчастіше металу), яка в результаті відпалу збирається у краплі. Потім з газової фази або методом МПЕ осідає напівпровідниковий матеріал. Наявність рідких крапель на поверхні призводить до того, що швидкість росту під краплею більша, ніж на поверхні без каталізатора. Це пов'язано з більш низьким бар'єром на утворення двовимірних зародків на межі розділу рідина-кристал у порівнянні з межею пара-кристал. Причиною цього є різна величина поверхневої енергії для меж розділу пара-кристал і рідина-кристал. Такий спосіб вирощування називають ріст за механізмом пара-рідина-кристал (ПРК). Механізм росту ПРК був запропонований Вагнером [129]. Схема росту напівпровідникового нановіскера кремнію методом хімічного CVD представлена на рис. 1.1, а на поверхню Si (111), активовану золотом. Бінарна система Si-Au має просту фазову діаграму евтектичного типу (рис. 1.1, б) [129], тобто в твердому стані компоненти зовсім не змішуються, а вище температури евтектики в рівновазі знаходяться змішана рідка фаза Si + Au (не утворює хімічних сполук) і тверда фаза Si. Тому частка золота,

нанесеного на поверхню, сплавляється з підкладкою, утворюючи рідкий сплав Si-Au. При попаданні кремнію з газового середовища на краплю розчин Si-Au стане пересиченим, і кремній почне кристалізуватися на межі поділу крапля / підкладка. Це призводить до селективного росту кристалу тільки під краплею золота, тобто формуванню віскера, діаметр якого приблизно визначається діаметром затравки. Механізм ПРК придатний для вирощування як мікронних так і нанометрових НК [110].

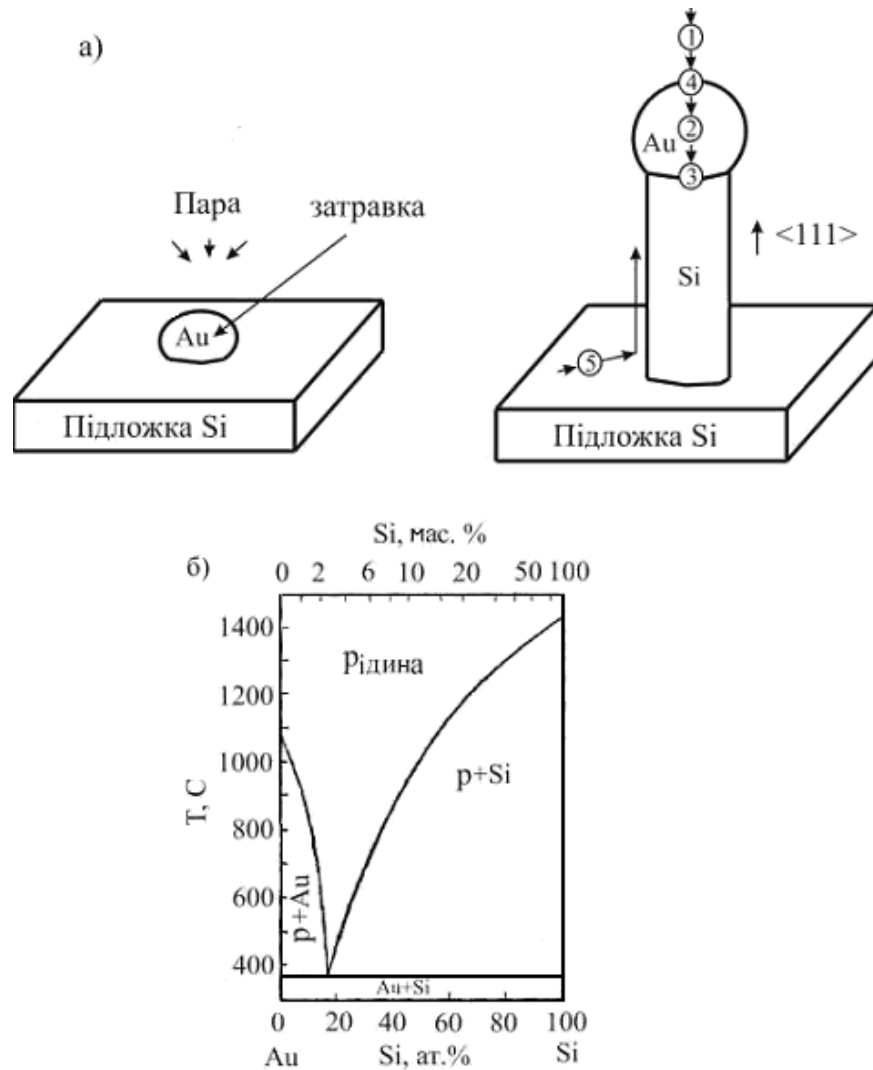


Рис. 2.1. а) Загальна схема росту напівпровідникових НК і процеси в системі Si-Au; початковий стан поверхні (ліворуч) і ріст ниткоподібного кристала (праворуч): 1 – масоперенос в газовій фазі; 2 – дифузія через частинку-затравку; 3 – кристалізація речовини на межі рідина-кристал; 4 – реакція на межі пара-рідина; 5 – дифузія речовини з поверхні підкладки до краплі; б) фазова діаграма для системи Si-Au [129]

Ріст НК можливий на основі широкого кола матеріалів і при використанні різних речовин в якості затравки. Більшість робіт присвячено вирощуванню НК Si на підкладках тієї ж хімічної природи, активованих золотом [110, 117, 130]. Використання золота обумовлено його здатністю утворювати евтектичні розплави з низькою температурою плавлення.

Ріст НК за механізмом ПРК можливий лише при певних значеннях змочування твердої фази насиченим нею розплавом і поверхневого натягу каплі каталізатора [131]. Поверхневі і контактні властивості для розплавів Si-Au і Ge-Au досліджувались у роботі [132]. Встановлено, що зі збільшенням долі напівпровідникового матеріалу в розплаві поверхневий натяг зменшується, а змочування збільшується.

Золото використовувалося в якості затравки також при вирощуванні інших НК: Ge на поверхні Si [133], ZnTe на підкладці GaAs(001) [134], AlGaAs на GaAs(111) [52], GaP на поверхні Si(111) [135], оксид індію на цирконієвих підкладках [136], ZnO на поверхнях GaN та Si [137, 138]. Окрім золота в якості речовини активатора для росту НК Si використовувались Ti [139], Fe [140], Al [141], In [142], Cu [143] та Zn [144].

Кремнієві і германієві НК досліджуються вже декілька десятиліть, тоді як нитки складу $Si_{1-x}Ge_x$ вперше були синтезовані лише кілька років тому [145, 146]. Зміна складу розчинів $Si_{1-x}Ge_x$ дозволяє змінювати значення сталої ґратки, ширину забороненої зони, рухливість носіїв заряду і ряд інших фізичних властивостей матеріалу [147]. Транзистори на основі НК $Si_{1-x}Ge_x$ повинні володіти більш високою швидкістю за рахунок збільшення рухливості [148]. В експериментальних роботах [147, 149] було показано, що склад ниткоподібних кристалів на основі розчину $Si_{1-x}Ge_x$ залежить від діаметра НК. Нанодротини на основі розчинів $Si_{1-x}Ge_x$ дозволяють змінювати E_g у більш широкому діапазоні, ніж об'ємний матеріал, оскільки ширина забороненої зони залежить не тільки від складу дротини, але і від її товщини. Експериментально була продемонстрована можливість варіювати E_g в діапазоні від 0,68 до 2,25 еВ, міняючи склад і діаметр НК $Si_{1-x}Ge_x$ [147].

Причому розмірний ефект яскравіше виражений для кремнієвих дротин, ніж для $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. У цих роботах було також показано, що склад НК на основі розчин $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ залежить від діаметра ниток: чим більший діаметр, тим більший вміст германію. Однак, авторами робіт [145, 150], де вивчався ріст НК складу $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, встановлено, що склад віскера практично незмінний (в межах 3-5%), як в аксіальному, так і в радіальному напрямках.

Нами ниткоподібні кристали Si-Ge вирощувалися методом хімічних транспортних реакцій в закритій бромідній системі Si-Ge-Pt-Au-B-Br. Закритою системою слугували кварцові ампули, які розділялися вузькою перетяжкою для отримання двох зон: розчинення і кристалізації. Особливістю даної технології є легування мікрокристалів безпосередньо у процесі росту. У ростову ампулу, в зону розчинення, завантажували ростовий матеріал (кремній та германій), легуючі домішки та галоген (переважно бром), який використовувався як транспортуючий агент, а також як розчинник кремнію та германію. Щоб усунути негативний вплив повітря, бром поміщався у капілярах, які відкривалися після відкачування повітря з основної ампули. Для отримання ниткоподібних кристалів Si-Ge *p*-типу провідності в зону розчинення поміщався ангідрид бору, а також золото і платина, які слугували каталізаторами росту ниткоподібних кристалів. Співвідношення компонентів було наступним: на 1 г суміші Si-Ge припадало 0,1 мг золота, 0,35 мг платини, 0,4 мг бору і приблизно 50–100 мг бром [151, 152].

Після того як в ампулу завантажили всі необхідні реагенти її вакуумували до тиску 10^{-5} мм рт.ст. за допомогою форвакуумного насосу типу ВН-461М і дифузійного насосу типу ЦВЛ-1000. Щоб уникнути відкачування парів бром ампулу поміщали в посудину із рідким азотом. Далі ампулу поміщали в електричну трубчасту піч типу СУОЛ-0,44/2 для проведення відпалів.

Для перенесення кремнію і германію у зону кристалізації, необхідно було створити градієнт концентрацій, якого досягали за рахунок перепаду

температур між зоною розчинення і зоною кристалізації (рис. 2.2). Як показали дослідження дифузійного масоперенесення кремнію в системі Si-Br [158, 159], що справедливо і для системи Si-Ge-Br, найбільш ефективно і стабільне масоперенесення створюється при градієнті температур $\Delta T = 200\text{--}250^\circ\text{C}$, температурі зони розчинення 1100°C і сумарного тиску в системі $P = 0,1\text{--}1,0$ атм. Для забезпечення такого тиску в системі задавали концентрацію бром, яка при температурі 1100°C становила $0,5\text{--}1,0$ мг/см³. При цих умовах температура зони кристалізації дорівнювала $750\text{--}950^\circ\text{C}$. Тривалість процесу вирощування становила $1,5\text{--}2,0$ год.

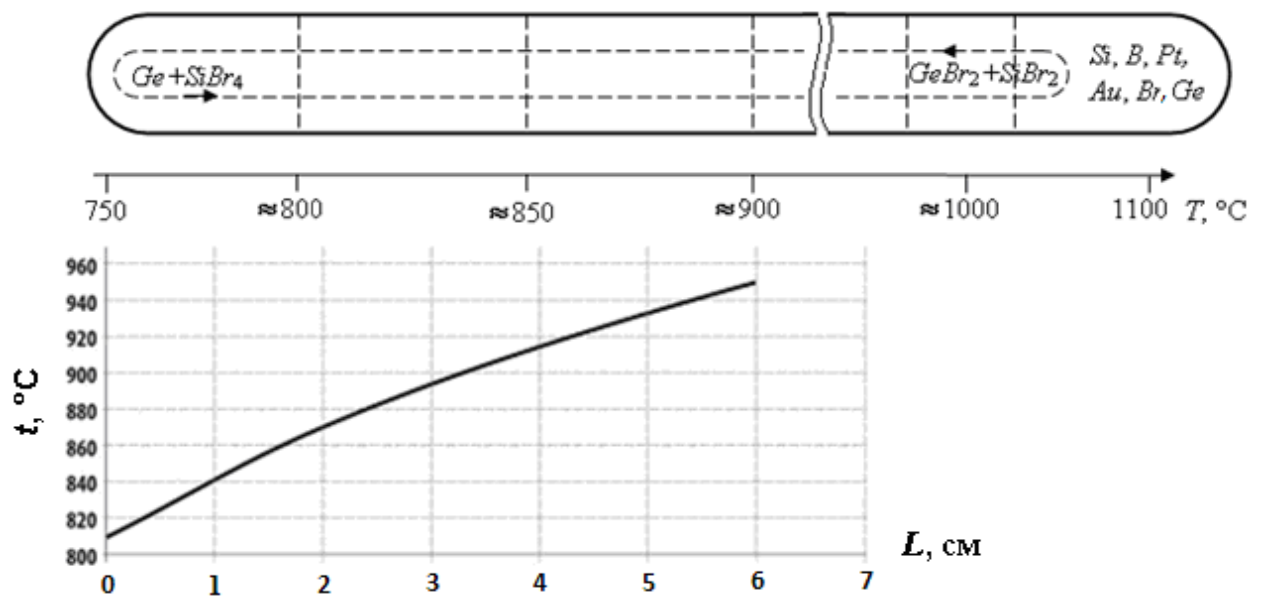


Рис. 2.2. Схематичне зображення ростової ампули та розподілу температури по довжині зони кристалізації

За описаною технологією можна одержати ниткоподібні кристали, голчасті кристали, стрічки та ізометричні кристали [116, 124, 125, 155]. Підбираючи температуру кристалізації можна управляти морфологією мікрокристалів. З підвищенням температури кристалізації морфологія мікрокристалів змінюється від тонких (ватоподібних) до НК великих діаметрів ($d > 60$ мкм) та ізометричних кристалів.

В області температур $750\text{--}800^\circ\text{C}$ здебільшого утворюються НК

субмікронного діаметру. Голчасті та ниткоподібні кристали – це, здебільшого, кристали з перерізом у вигляді шестигранника, витягнуті у напрямку $\langle 111 \rangle$. Температура їх кристалізації становила $850\text{--}900^\circ\text{C}$, а при її підвищенні діаметр кристалів збільшувався і досягав 100 мкм . Довжина НК досягала $20\text{--}25\text{ мм}$. Поперечний розмір НК залежав також від тривалості процесу вирощування.

Отже, провівши ряд експериментів по вирощуванню ниткоподібних кристалів, ми встановити оптимальні технологічні умови одержання мікрочисталів НК Si-Ge діаметрами $0,1\text{--}80\text{ мкм}$ (таблиця 2.1). Загальний вигляд ампули з вирощеними ниткоподібними кристалами Si-Ge та пучок НК показано відповідно на рис. 2.3 і рис. 2.4.

Таблиця 2.1.

Умови вирощування НК $Si_{1-x}Ge_x$ ($T_{дж}$ – температура зони джерела;
 $T_{кр}$ – температура зони кристалізації)

Матеріал	Концентрація домішки, n , мг/см^3	Концентрація транспортеру, n_{Br} , мг/см^3	$T_{дж}$, $^\circ\text{C}$	$T_{кр}$, $^\circ\text{C}$	ΔT , $^\circ\text{C}$	Параметри НК ρ , $\text{Ом}\cdot\text{см}$
Si, Ge	Pt, $5\cdot 10^{-2}$ Au, $2\cdot 10^{-3}$ B, $3\cdot 10^{-2}$	0,5–1	1100	750–950	200–250	0,008–0,028



Рис. 2.3. Загальний вигляд ампули з НК $Si_{1-x}Ge_x$, вирощених в закритій бромідній системі методом хімічних газотранспортних реакцій



Рис. 2.4. Загальний вигляд пучка НК $Si_{1-x}Ge_x$

Нами показано, що при підвищенні температури кристалізації від 750 до 900°C морфологія мікрочастин змінюється від тонких квазіциліндричних ($d = 0,1-1$ мкм) до шестигранних голкоподібних НК ($d = 5-70$ мкм).

Встановлено, що температура кристалізації впливає також і на геометричні розміри одержаних НК: при підвищенні температури кристалізації від 850 до 950°C довжина кристалів змінюється від 3 до 10 мкм, а їх діаметр збільшується від 0,1 мкм до 100 мкм.

2.1.2. Визначення ступеня однорідності та мікротвердості НК $Si_{1-x}Ge_x$

Ступінь однорідності твердого розчину $Si_{1-x}Ge_x$ за складом ($\Delta x/x_{Ge}$) досліджувався методом мікрозондового аналізу за допомогою установки «Самебах» скануванням поверхні зондом діаметром 2 мкм з кроком (10-15) мкм вздовж осі росту НК [156]. Результати аналізу наведено на рис. 2.5.

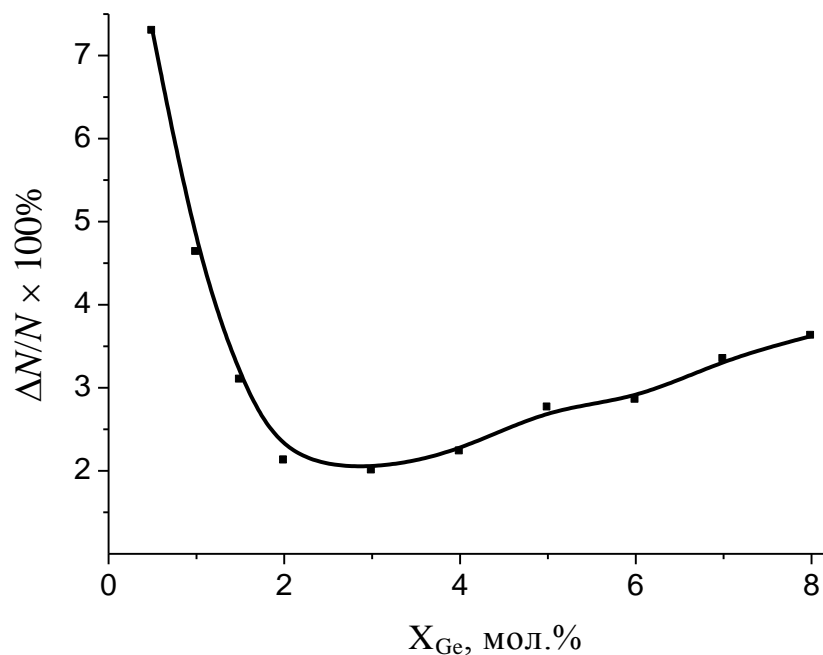


Рис. 2.5. Залежність відносної зміни вмісту германію від складу твердого розчину НК $Si_{1-x}Ge_x$

З рис. 2.5 видно, що найбільш однорідними за вмістом германію є НК

твердого розчину $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, які відповідають складу $x = 0,03$. З іншого боку, як показали дослідження механічних властивостей НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, саме зразки такого складу характеризуються максимальною величиною мікротвердості (рис. 2.6). Вимірювання мікротвердості проводилося на мікротвердометрі ПМТ-3 (рис. 2.7). Використовувалось навантаження 30 г. З кожної грані вимірювалися довжини діагоналей не менше 20 відбитків. Значення мікротвердості (H_V , ГПа) обчислювалося за формулою

$$H = 1,8544 \cdot \left(\frac{P}{d^2} \right), \quad (2.1)$$

де P – навантаження, мН (гс);

d – середня арифметична величина діагоналі відбитка, мкм.

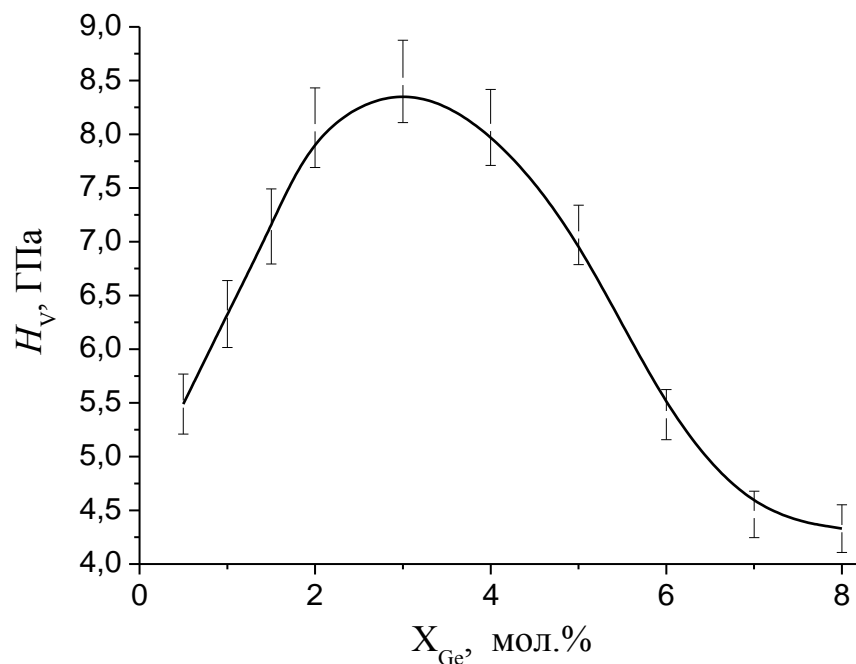


Рис. 2.6. Залежність мікротвердості від складу твердого розчину НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

Прилад ПМТ-3 має гвинт 4, штатив вертикального мікроскопу з тубусом 8, який переміщується вгору і вниз обертанням макрометричного гвинта 6 і мікрометричного гвинта 5. На верхній кінець тубуса насаджений окулярний мікрометр 7, а на нижньому кінці закріплений шток з алмазною пірамідою,

опак-ілюмінатор 9 і об'єктив 10. В opak-ілюмінаторі є лампа напругою 6 В, яка живиться від електромережі через трансформатор 12. Прилад оснащений двома об'єктивами для оглядання мікрошліфа при збільшеннях в 478 і 135 разів. Окуляр збільшує у 15 разів. Окулярний мікрометр має нерухому сітку, мікрометричний барабан і каретку із рухомою сіткою. На нерухомій сітці довжиною 5 мм нанесені штрихи з цифрами і кутник з прямим кутом, вершина якого співпадає з цифрою 0. На рухомій сітці нанесений кутник з прямим кутом і дві риски. На рис. 2.7 б показаний вид нерухомої *H* і рухомої *П* сіток. Алмазна піраміда має кут при вершині 136° . Навантаження для втискування піраміди створюється вагою, яка встановлена на нижньому бурті штока 2.

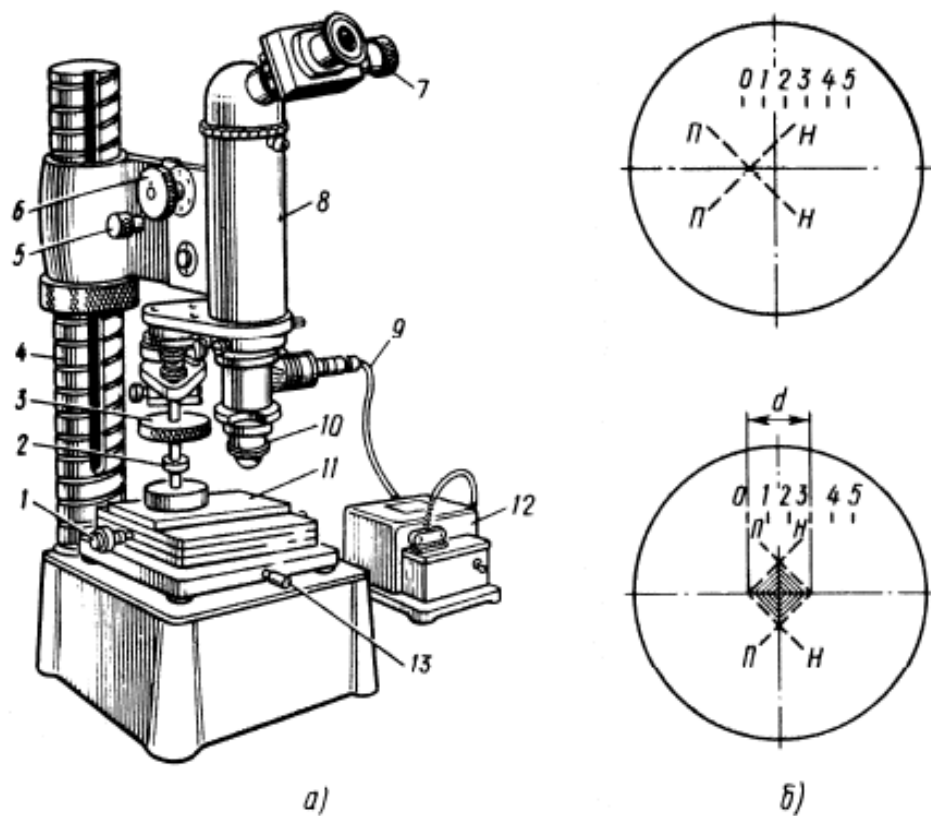


Рис. 2.7. Мікротвердомір ПМТ-3: 1 – мікрометричний гвинт предметного столика; 2 – шток; 3 – вага; 4 – гвинт; 5 – мікрометричний гвинт; 6 – макрометричний гвинт; 7 – окулярний мікрометр; 8 – тубус; 9 – opak-ілюмінатор; 10 – об'єктив; 11 – предметний столик; 12 – трансформатор; 13 – ручка столика

Мікрошліф встановлюється і закріплюється на столику *II* таким чином, щоб поверхня, яка досліджується, була паралельна площині столика й повернута вверх. Це досягається встановленням нижньої частини зразка у пластиліні і вирівнюванням положення зразка ручним пресом.

2.1.3. Скануюча електронна мікроскопія та рентгеноспектральний мікроаналіз

Як показали дослідження росту НК, при переході від голкоподібних кристалів до кристалів субмікронного діаметра відбувається зміна механізму росту. Квазіциліндричні ниткоподібні кристали субмікронного діаметра утворюються за механізмом пара-рідина-кристал (ПРК), тоді як голкоподібні НК більших діаметрів за механізмом пара-кристал (ПК) [131]. При цьому змінюється морфологія і структура кристалів. Припускають, що субмікронні НК – це своєрідні “гетероструктури”, які складаються з монокристалічного ядра і нанопористої оболонки [157].

Голкоподібні НК ($3 < d < 70$ мкм) – монокристали з добре вираженою огранкою. Поверхня кристалів діаметрами 3–40 мкм є дзеркальною (рис. 2.4) і не має значних дефектів. За результатами досліджень цих кристалів методом оже-спектроскопії з поступовим анодним травленням поверхні виявлено, що Вг знаходиться лише на поверхні НК. Його поверхнева концентрація $\sim 10^{14}$ см⁻².

При збільшенні поперечних розмірів кристалів поверхня на вигляд стає матовою і спостерігаються сходинки росту.

Структурні дослідження НК SiGe [156] проводилися в Інституті фізики Польської академії наук (м. Варшава) на скануючому електронному мікроскопі з польовою емісією (типу Шотткі) фірми JEOL JSM-7600F, вбудованому в рентгенівський спектрометр з дисперсією енергії INCA 250 фірми OXFORD. Загальний вигляд установки представлено на рис. 2.8.

Основні параметри мікроскопа:

прискорююча напруга: 0,1 кВ ÷ 30 кВ;

роздільна здатність 1,0 нм (при 15 кВ), 1,5 нм (при 1 кВ);
діапазон збільшення: 25x ÷ 1000000x.



Рис. 2.8. Скануючий електронний мікроскоп з польовою емісією (типу Шоттки) фірми JEOL JSM-7600F, вбудований в рентгенівський спектрометр з дисперсією енергії INCA 250 фірми OXFORD

На рис. 2.9 представлено мікрофотографії вирощених ниткоподібних кристалів SiGe одержані на скануючому електронному мікроскопі. На рис. 2.9, *a* представлено квазіциліндричні ниткоподібні кристали субмікронного діаметру. З рисунку видно, що діаметри ниток коливаються в межах 200–300 нм. На рис. 2.9, *б* спостерігаємо голкоподібні НК з поперечним розміром ~ 60 мкм, які мають добре виражену гексагональну огранку.

Детальний аналіз поверхні НК перетином ~ 60 мкм представлено на рис. 2.9, *в-д*. Привертає увагу відмінність структури поверхневого шару від об'ємної частини зразка. Поверхневий шар світліший на вигляд і має товщину ~ 50–60 нм.

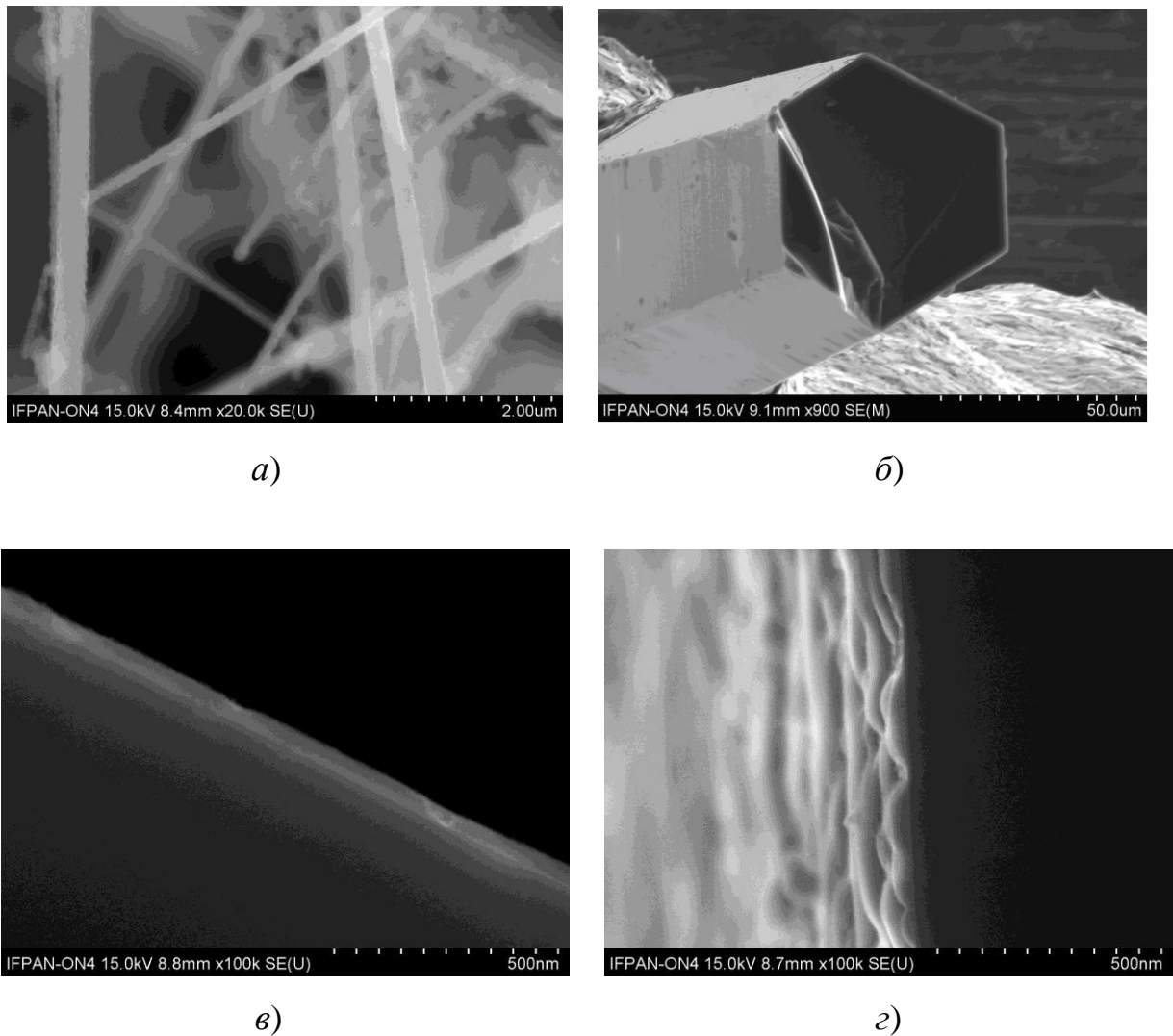


Рис. 2.9. СЕМ фотографії утворення різних морфологічних форм НК Si-Ge в залежності від температури кристалізації: *а)* квазіциліндричні субмікронні НК (діаметром 0,1–1 мкм); *б)* шестигранні голкоподібні НК (діаметром ~ 60 мкм); *в), г)* мікроснімок поверхні шестиграних голкоподібних НК

На рис. 2.10 і рис. 2.11 представлено результати дослідження ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ на вміст домішок методом скануючої електронної мікроскопії відповідно на поверхневих і внутрішніх шарів. Енергетичні спектри рентгенівського випромінювання в цих областях представлено на рис. 2.12 та рис. 2.13. Крім того, за результатами досліджень ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ поперечними розмірами 60–80 мкм методом мікросондового аналізу в усіх зразках виявлені слідові концентрації

Pt. Оскільки чутливість методу $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то концентрація Pt в НК становить порядку 10^{18} см^{-3} .

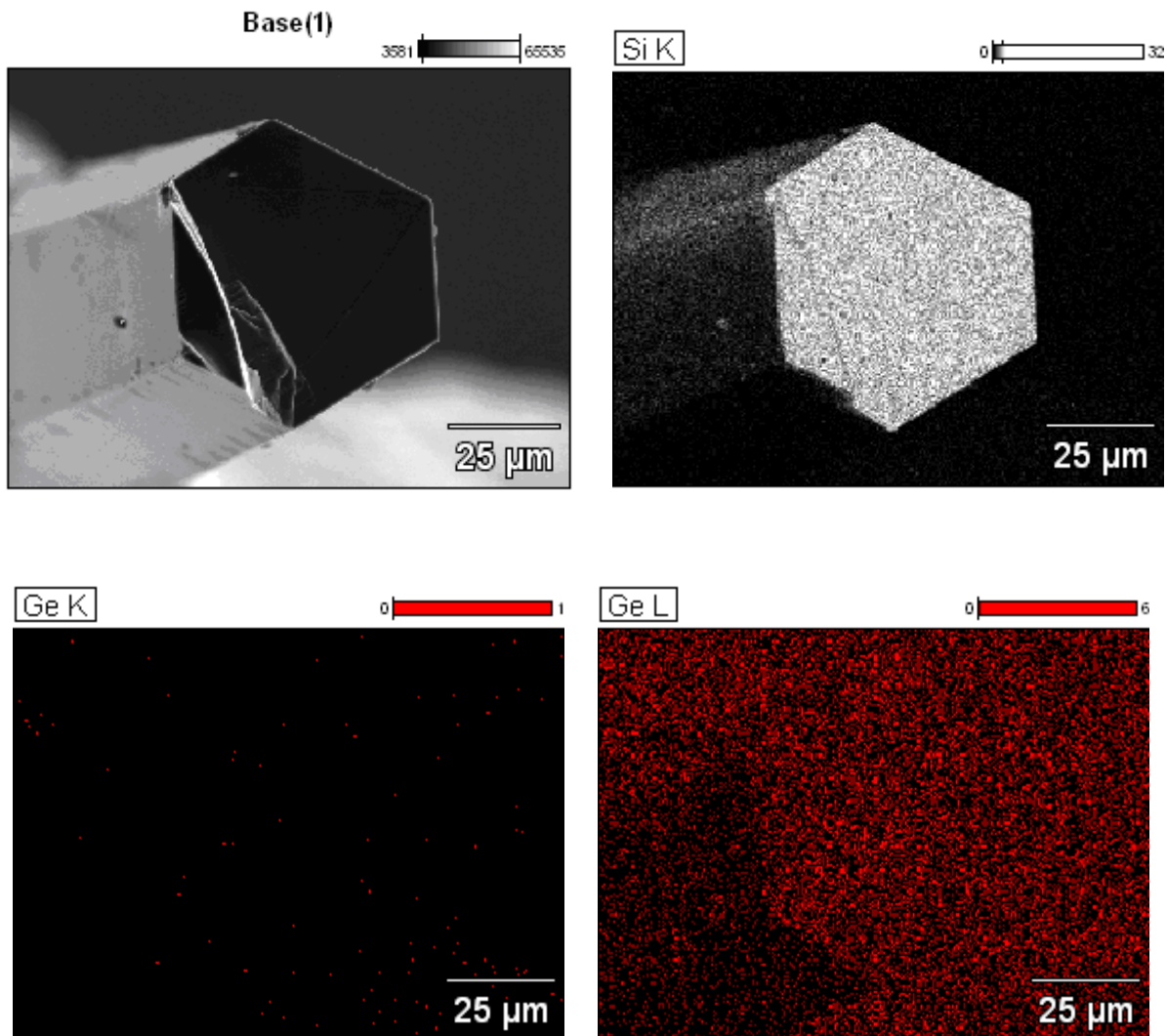


Рис. 2.10. Результати скануючої електронної мікроскопії ниткоподібних кристалів $Si_{1-x}Ge_x$ (внутрішній шар)

Енергетичний спектр рентгенівського випромінювання в об'ємній області ниткоподібних кристалів $Si_{0,97}Ge_{0,03}$ представлено на рис. 2.12, а визначений елементний склад – у табл. 2.2. Аналогічні результати досліджень на поверхні представлено на рис. 2.13 та в табл. 2.3.

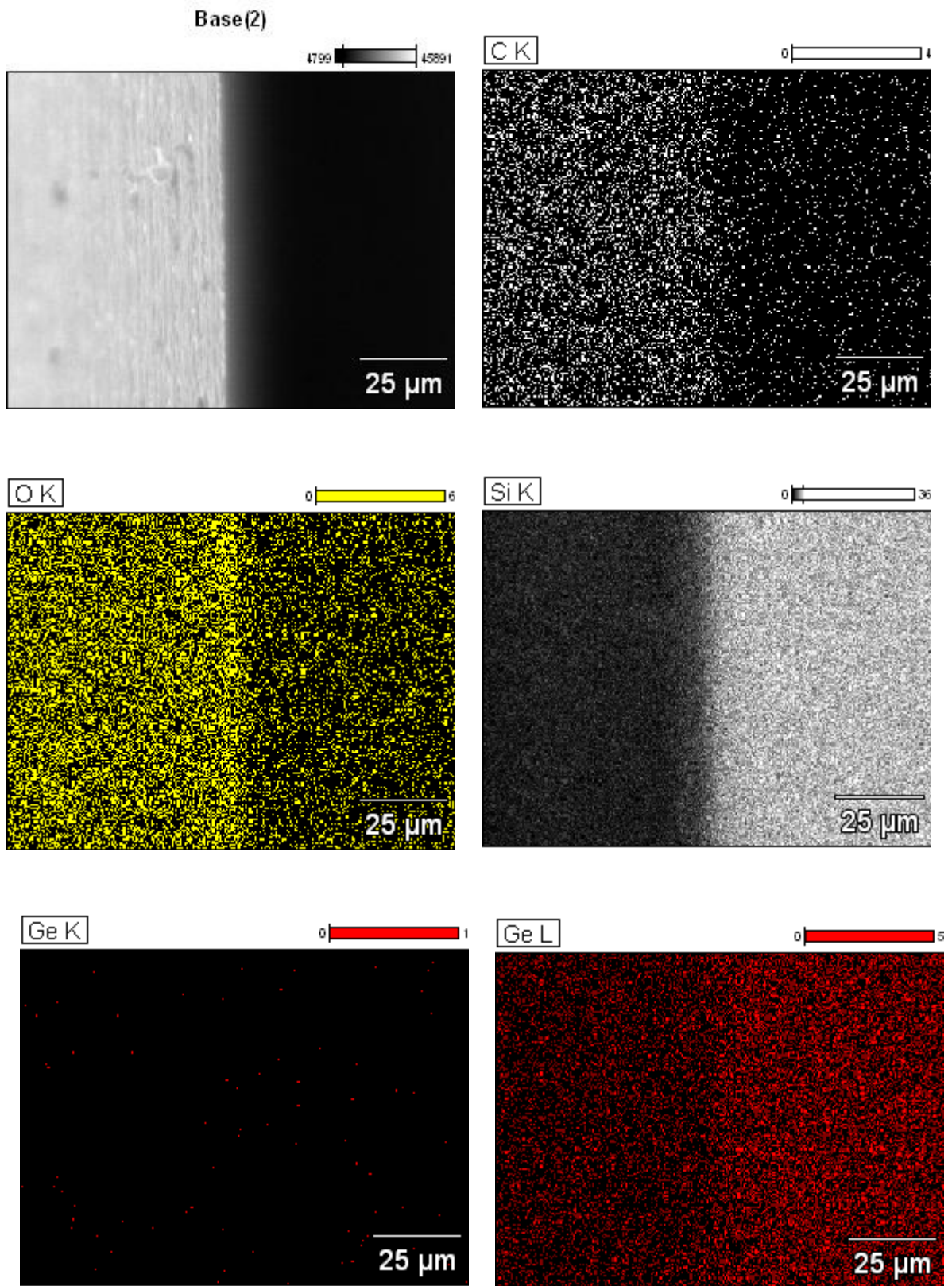


Рис. 2.11. Результати скануючої електронної мікроскопії ниткоподібних кристалів $Si_{0.97}Ge_{0.03}$ (поверхня)

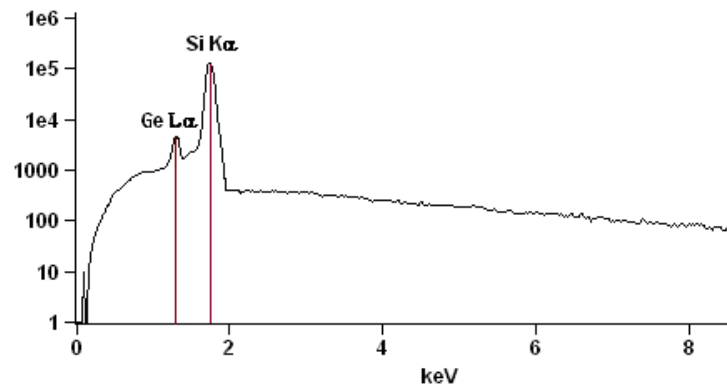


Рис. 2.12. Енергетичний спектр рентгенівського випромінювання в об'ємній області НК $Si_{0,97}Ge_{0,03}$

Таблиця 2.2.

Елементний склад в об'ємі НК $Si_{0,97}Ge_{0,03}$

<i>Element Line</i>	<i>Weight %</i>	<i>Weight % Error</i>	<i>Atom %</i>	<i>Atom % Error</i>
<i>C K</i>	---	---	---	---
<i>O K</i>	---	---	---	---
<i>Si K</i>	97.1	+/- 0.3	96.8	+/- 0.3
<i>Ge L</i>	2.9	+/- 0.1	3.2	+/- 0.1
<i>Total</i>	100.0		100.0	

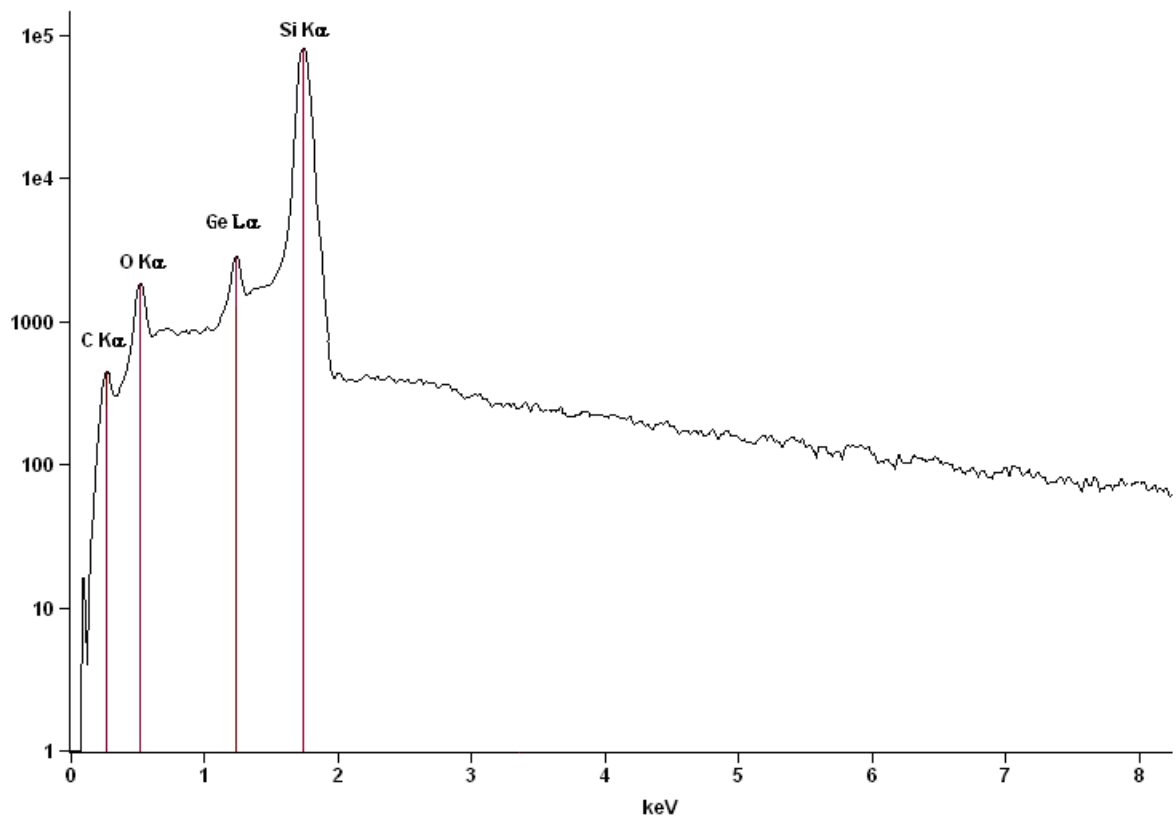


Рис. 2.13. Енергетичний спектр рентгенівського випромінювання на поверхні НК $Si_{0,97}Ge_{0,03}$

Таблиця 2.3.

Елементний склад на поверхні НК $Si_{0,97}Ge_{0,03}$

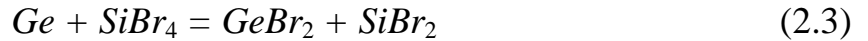
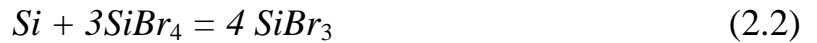
<i>Element Line</i>	<i>Weight %</i>	<i>Weight % Error</i>	<i>Atom %</i>	<i>Atom % Error</i>
<i>C K</i>	1.5	+/- 0.1	2.2	+/- 0.1
<i>O K</i>	3.9	+/- 0.1	6.2	+/- 0.2
<i>Si K</i>	91.8	+/- 0.3	88.7	+/- 0.3
<i>Si L</i>	---	---	---	---
<i>Ge L</i>	2.8	+/- 0.3	2.9	+/- 0.1
<i>Total</i>	100.0		100.0	

Як видно з одержаних результатів вміст германію становить $\sim 3\%$, що і передбачалося при розрахунку завантаження ростової камери.

Як видно з енергетичного спектру одержаного на поверхні НК $Si_{0,97}Ge_{0,03}$ з поперечними розмірами ~ 60 мкм (рис. 2.13), тут присутня оболонка, яка містить значну концентрація атомів кисню та вуглецю. Слід зауважити, що після стравлювання поверхні в поліруючому травнику піків кисню та вуглецю не спостерігалось.

Отже, однорідний розподіл германію в НК $Si_{1-x}Ge_x$ та відсутність домішок в НК поперечними розмірами 20–40 мкм забезпечують найкращу міцність зразків, в той час як флуктуації складу скоріш за все приводять до появи внутрішніх напружень у кристалі, що загалом погіршує його механічні характеристики.

Виходячи з аналізу експериментальних результатів, для гетерогенних систем кремній-бор і германій-бор, в розрахунках рівноважного складу газової фази системи $Si-Ge-Br$ в газовій фазі необхідно враховувати такі сполуки: моно-, ди-, три- і тетраброміди кремнію і германію, а також молекулярний і атомарний бром. Необхідно зауважити, що у всьому діапазоні значень x (вміст германію) в досліджуваному інтервалі температур тетрабромід германію практично відсутній у рівноважній газовій фазі. Тому найбільш ймовірними реакціями, за якими відбувається транспортування кремнію і германію в бромідній системі, є:



При різних значеннях x вклад кожної реакції в загальне транспортування речовини буде різним, що забезпечує можливість вирощування НК твердого розчину різного складу. У нашому випадку, для вирощування НК $Si_{1-x}Ge_x$ на основі кремнію переважаючою буде реакція (2.3).

Таким чином, проведений аналіз параметрів НК $Si_{1-x}Ge_x$ від складу твердого розчину дає можливість рекомендувати для практичного застосування кристали з вмістом германію близьким до $x = 0,03$. Тому, для подальших експериментальних досліджень були відібрані НК $Si_{0,97}Ge_{0,03}$ товщиною $20 \div 40$ мкм та довжиною $3 \div 5$ мм. Електричні контакти до НК створювалися імпульсним приварюванням платиного дроту [119].

У відібраних НК концентрація легуючої домішки змінювалась в широкому інтервалі, тобто відповідала як діелектричному, так і металевому боку ПМД, в тому числі включно із критичною концентрацією для ПМД, яка становить за даними роботи [158] $N_c \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

2.2. Удосконалення методики вимірювання магнітної сприйнятливості

Вимірювання магнітної сприйнятливості (МС) проводилося методом Фарадея на установці з високою чутливістю і точністю [159]. Загальний вигляд установки приведено на рис. 2.14.

Основні параметри установки: діаметр кварцового капіляру дорівнює 0,5 мм, його довжина складає 950 мм, віддаль від зразка до осі кварцового капіляру дорівнює 12 мм; власна частота коливань крутильної ваги без зразка становила 140 Гц; оптимальні розміри досліджуваних зразків $2,0 \times 3,0 \times 10 \text{ мм}^{-3}$. Відносна похибка вимірювань не перевищує 1%, чутливість дорівнює $1 \cdot 10^{15}$ магнетонів Бора. Установка дозволяє проводити вимірювання магнітної сприйнятливості в широкому інтервалі температур (4,2–1200) К і магнітних полів (0,3–5) кЕ.

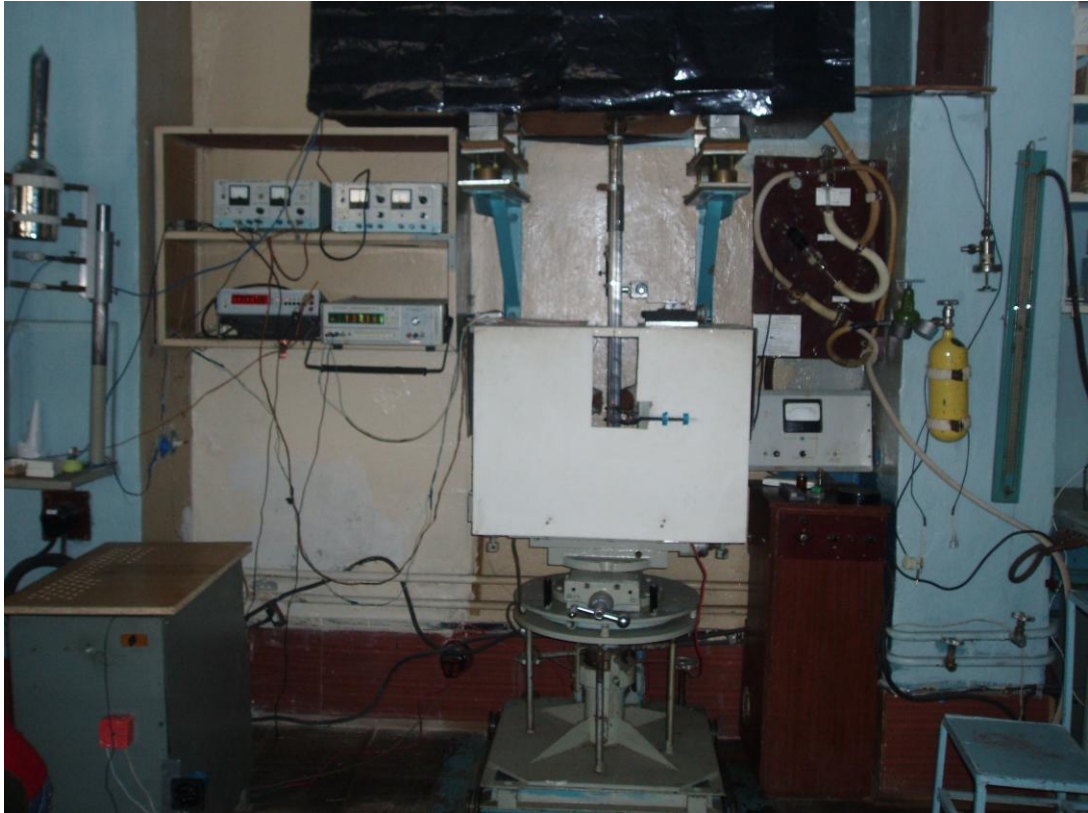


Рис. 2.14. Загальний вигляд установки для вимірювання магнітної сприйнятливості речовин

Оскільки існуюча установка призначена для вимірювання слабомагнітних речовин з оптимальною масою зразків 120–150 мг, а маса досліджуваних нами ниткоподібних кристалів зібраних у пучок становила біля 50 мг, то виникла необхідність розробки апаратно-програмного комплексу, для зменшення похибки вимірювання та обробки експериментальних результатів [160].

Характерною особливістю сучасної техніки експерименту щодо вимірювання таких фізичних величин як сила, тиск, температура є перетворення їх у електричні сигнали, оцифрування сигналів і обробка результатів вимірювання на персональному комп'ютері (ПК) в масштабі реального часу. Використання ПК у вимірному комплексі передбачає використання спеціалізованого аналого-цифрового перетворювача (АЦП), який керується через послідовний або паралельний порти, або через шину,

якщо АЦП виконаний у вигляді плати розширення. Таким чином, використання сучасних програмно-апаратних засобів дозволяє здійснювати різні види обробки результатів вимірювання: нормування (приведені шкали), лінеаризацію, часову прив'язку, обчислення статистичних показників, архівування великих об'ємів даних і передавання їх через мережі зв'язку.

Інтерфейс розробленого апаратно-програмного комплексу зображено на рис. 2.15. Дана програма дає можливість: задавати швидкість розгортання магнітного поля, здійснювати затримку перед фіксуванням точки виміру, задавати кількість вимірів у точці, здійснювати вимірювання у зворотному напрямку поля, задавати дискретний і неперервний спектри. Програма відображає у режимі реального часу такі покази, як магнітне поле і магнітний коефіцієнт [160].

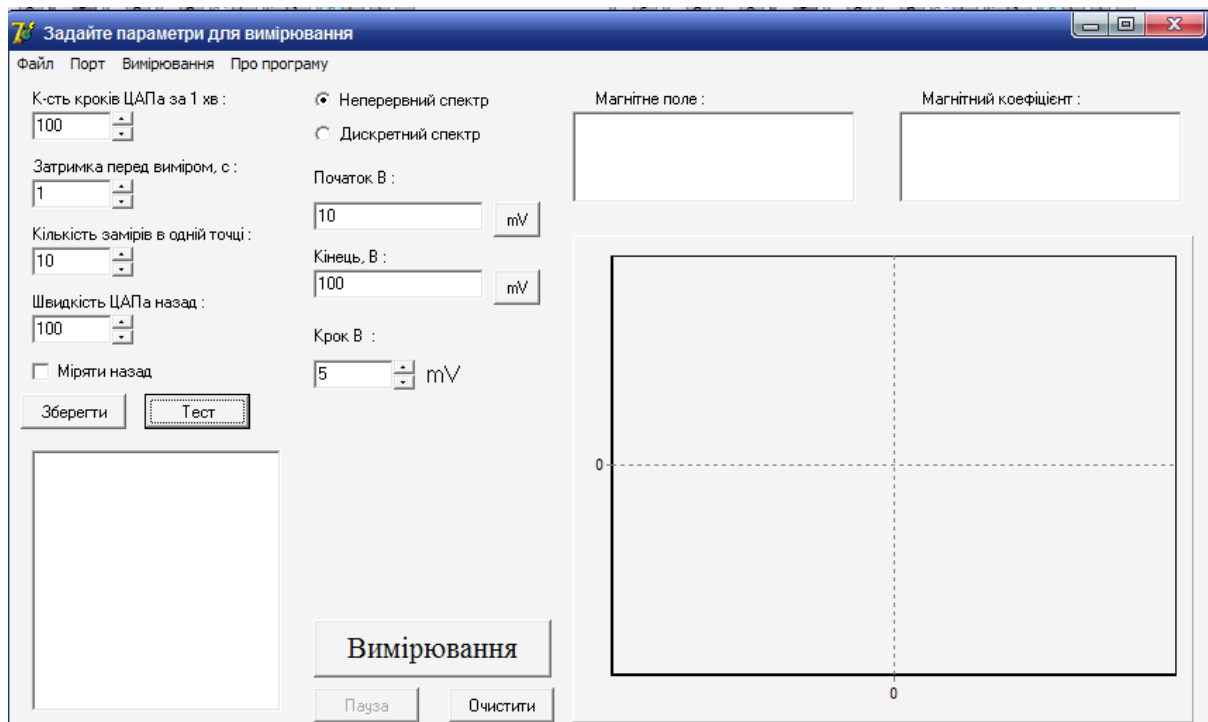


Рис. 2.15. Інтерфейс програми до установки для вимірювання магнітної сприйнятливості матеріалів

На підставі вимірюваних у ході експерименту даних програмне забезпечення установки обчислює значення шуканих фізичних величин і виводить їх у зручному вигляді на екран комп'ютера. Це дає змогу

експериментаторові, не витрачаючи часу на опрацювання результатів вимірювання, коректувати параметри експерименту, не перериваючи його. Такий підхід дає змогу значно підвищити швидкість вимірювань. На рис. 2.15 зображено зовнішній вигляд програми керування установкою у режимі вимірювання магнітного коефіцієнта. У вікні програми показано вимірювані залежності MC від напруженості магнітного поля.

Отже, створена універсальна автоматизована вимірювальна установка для дослідження магнітного коефіцієнта слабомагнітних речовин у широкому діапазоні температур. Точність стабілізації температури досягає 1 К у діапазоні 70–300 К, а точність керування магнітним полем 1 Е у діапазоні 0,2–5 кЕ.

Слід зауважити, що вимірювання магнітного коефіцієнта на розробленому пристрої проводиться відносним методом. Всі досліджувані зразки разом з еталонними зразками повинні бути однаково орієнтовані відносно зовнішнього магнітного поля та його градієнту. Оскільки вимірювання магнітного коефіцієнта зводиться до визначення моменту сили, яка діє на зразок з боку неоднорідного магнітного поля, то важливо всі зразки закріплювати на однаковій відстані від осі кварцового капіляра, що дає можливість фактично вимірювати величину сили обертання зразка в магнітному полі. В якості еталонних використовувались зразки вирізані з пластин особливо чистого кремнію. Ниткоподібні кристали поміщались у мініатюрну кварцову мензурку закріплену на однаковій з еталоном відстані від осі капіляра.

Оскільки кремній та германій є слабомагнітними речовинами, то виконується умова: магнітний момент кристалу \vec{M} колінеарний до напрямку напруженості зовнішнього магнітного поля \vec{H} . Виходячи з цього, енергію взаємодії магнітного моменту зразка із зовнішнім магнітним полем можна задати виразом:

$$E_M = -(\vec{M} \cdot \vec{H}). \quad (2.4)$$

Тоді сила, яка діє на зразок з боку поля в напрямі його градієнту $\frac{d\vec{H}}{dz}$, буде

$$F = -\frac{\partial E_M}{dz} = \vec{M} \cdot \frac{d\vec{H}}{dz} \quad (2.5)$$

Магнітний момент зразка можна виразити через його масу m і магнітну сприйнятливість χ [161], тоді формула (2.5) для вимірюваних зразків набуде вигляду:

$$F = m\chi H \frac{dH}{dz} \quad (2.6)$$

а для еталону

$$F_e = m_e \chi_e H \frac{dH}{dz} \quad (2.7)$$

де m_e і m , χ_e і χ – маси і питомі магнітні сприйнятливості досліджуваних і еталонних зразків відповідно.

У запропонованому методі сили F_e і F пропорційні відповідним струмам у колі компенсації, які вимірюються за спадом напруги на еталонному опорі: $F_e = kU_e$ і $F = kU$, де k – коефіцієнт пропорційності. З системи рівнянь (2.6) і (2.7), одержуємо робочу формулу для магнітного коефіцієнта (магнітної сприйнятливості) досліджуваних зразків:

$$\chi = \chi_e \frac{m_e}{m} \cdot \frac{U}{U_e} \quad (2.8)$$

Маса досліджуваних зразків складала 40–60 мг, маса еталона 120 мг. Зразки зважувались на електронній вазі з чутливістю $5 \cdot 10^{-5}$ г. Відносна похибка при визначенні маси зразків складала 0,1 %, а при визначенні маси еталона – 0,04 %. Похибку вимірювання слід розділити на дві групи: вимірювання в полі 4–5 кЕ і в полі 0,2–0,3 кЕ. Точність вимірювання сигналу складала $\Delta U = 0,01$ мВ. Звідси випливає, що в полі 4–5 кЕ $\Delta U/U = 0,3\%$, а в полі 0,3 кЕ – $\Delta U/U = 2\%$.

Похибка вимірювань, пов'язана з неточністю встановлення зразка, не

перевищувала 0,25%. Таким чином, при вимірюванні магнітного коефіцієнта похибка в полі 4–5 кЕ становить $\sim 0,7\%$, а в полі 0,3 кЕ – $\sim 3\%$.

2.3. Методика гальваномагнітних вимірювань

Для визначення фізичних властивостей носіїв заряду, було проведено вимірювання холлівської різниці потенціалів та електропровідності зразків, що дозволило оцінити концентрацію і їх рухливість μ_n . Оскільки, при вимірах в сумарну напругу, крім ЕРС Холла можуть вносити внесок інші гальвано- і термомагнітні ефекти, тому використовувалась 5 контактна схема рис. 2.16.

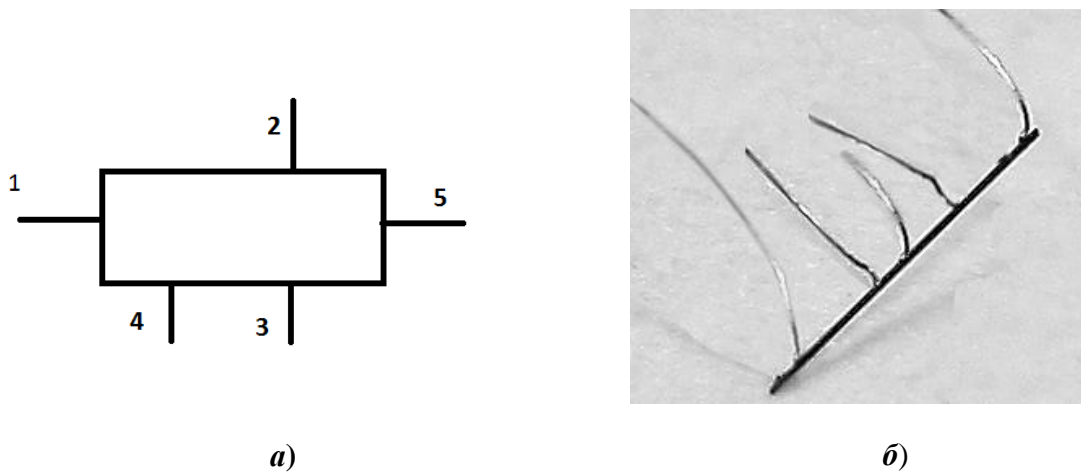


Рис. 2.16. Схематичне розміщення контактів на зразку для холлівських вимірювань *a)* та фотографія НК Si-Ge з контактами *б)*

Розрахунки на основі холлівських вимірювань дозволили оцінити концентрацію легуючої домішки для досліджуваних зразків НК Si-Ge, зокрема: для ниткоподібних кристалів з діаметром $d = 40$ мкм із питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,008$ Ом·см вона становила $1,2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$; для НК з $\rho_{300\text{K}} = 0,012$ Ом·см – $6,2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$; для НК з $\rho_{300\text{K}} = 0,018$ Ом·см – $3,2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$; для НК з $\rho_{300\text{K}} = 0,025$ Ом·см – $2,8 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$; для НК з $\rho_{300\text{K}} = 0,028$ Ом·см – $2,4 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$.

2.4. Методика вимірювання магнітоопору

Вимірювання магнітоопору ниткоподібних кристалів Si-Ge у магнітних полях з індукцією до 14 Тл проводились у Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів та низьких температур (м. Вроцлав, Польща).

Дослідження магнітоопору НК Si-Ge проводиться при низьких температурах, які досягаються охолодженням зразків у гелієвому кріостаті типу ГКОПВ. Вигляд кріостату та розміщення зразків на спеціальній вставці зображено на рис. 2.17. Загальний вигляд установки на основі біттерівського магніту та гелієвого кріостату показано на рис. 2.18.

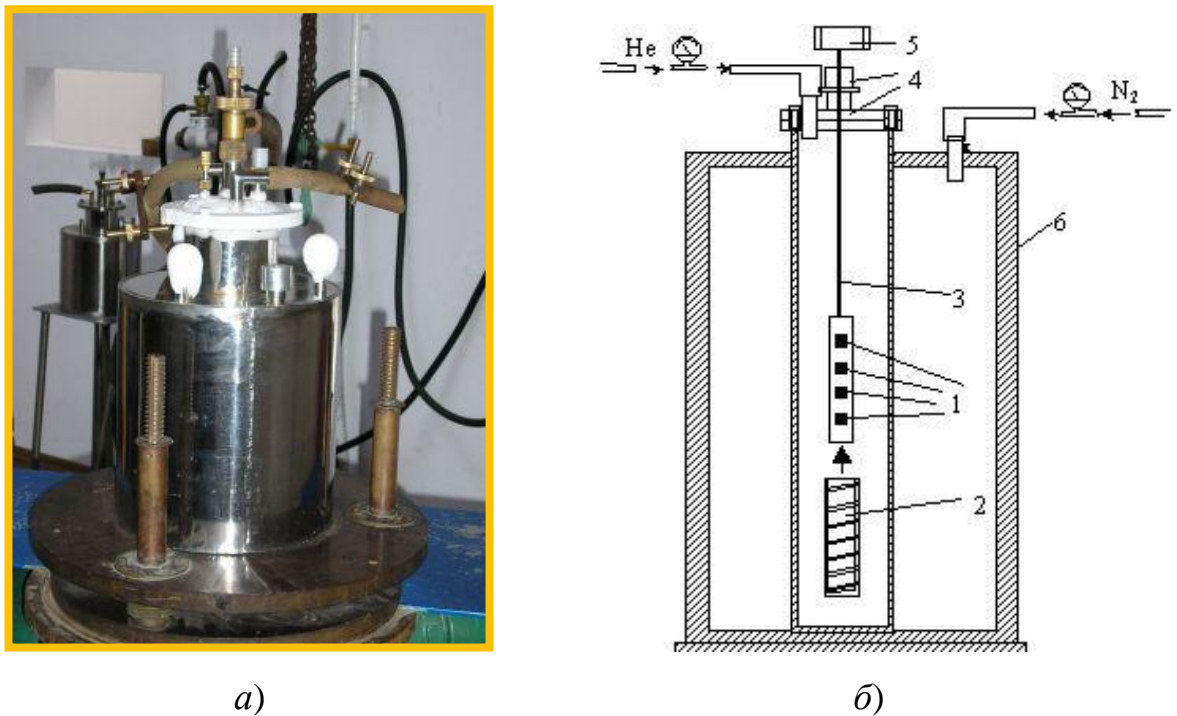


Рис. 2.17. Фотографія гелієвого кріостату типу ГКОП (*a*) та схематичне зображення кріостату для криогенних досліджень (*б*):

1 – досліджувані зразки; 2 – нагрівач; 3 – тримач; 4 – вакуумощільне кріплення; 5 – струмовиводи; 6 – кріостат

Вимірювання магнітоопору досліджуваних зразків ниткоподібних кристалів кремнію проводились на біттерівському магніті з індукцією до 14 Тл та часом розгортки по полю 1,75 Тл/хв. та 3,5 Тл/хв. відповідно при

температурі рідкого гелію та в інтервалі температур 4,2–77 К.

Електричний струм, який пропускається через досліджуваний зразок задається джерелом струму Keithley 224 в межах 1–100 мкА в залежності від опору досліджуваного зразка.

Значення електричної напруги на потенціальних контактах зразків, сигнал термопари та сенсора магнітного поля вимірювали цифровими вольтметрами типу Keithley 199 та Keithley 2000 з точністю до 1×10^{-6} В з одночасною передачею цифрових даних через паралельний порт персонального комп'ютера та їх представленням на екрані монітора.



Рис. 2.18. Загальний вигляд установки на основі біттерівського магніту та гелієвого кріостату

2.5. Методика опромінення γ -квантами

Гамма-опромінення (випромінювання ізотопу ^{60}Co) здійснювалось в установці МРХ- γ -25М Інституту фізики НАНУ. Параметри радіаційної обробки: енергія γ -квантів – 1,17 МеВ та 1,33 МеВ, потужність дози опромінення ~ 20 рад/с, що відповідало густині потоку $\sim 3 \cdot 10^{10}$ квантів/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) (1 рад = $1,69 \cdot 10^9$ квантів/ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$), температура зразків при опроміненні не перевищувала 30°C. Необхідна доза опромінення Φ набиралась шляхом

витримки зразків в робочій камері установки впродовж певного часу t , що визначався з формули:

$$\Phi = \varphi \cdot t,$$

де φ – потужність дози опромінення, або густина потоку гамма-квантів.

2.6. Методика опромінення протонами

Опромінення зразків протонами проводилося на циклотроні У-120 Інституту ядерних досліджень НАН України. Загальний вигляд установки показано на рис. 2.19.



Рис. 2.19. Загальний вигляд циклотрона У-120

Циклотрон дозволяє отримувати пучки протонів, дейтронів та α -частинок з енергіями 6,8 MeV, 13,6 MeV та 27,2 MeV відповідно. Максимальний струм виведеного пучка досягає величини 50 мкА. Монохроматичність пучка – 10^{-3} .

На У-120 можна отримувати також пучки ядер азоту і вуглецю з енергією до 1 MeV/нуклон.

Для опромінення НК протонами виготовлено спеціальну алюмінієву оснастку в яку поміщалися ниточки (рис. 2.20). Після розміщення НК у пазах оснастки, вона покривалася тонколистовою алюмінієвою фольгою і поміщалася у прискорювач.

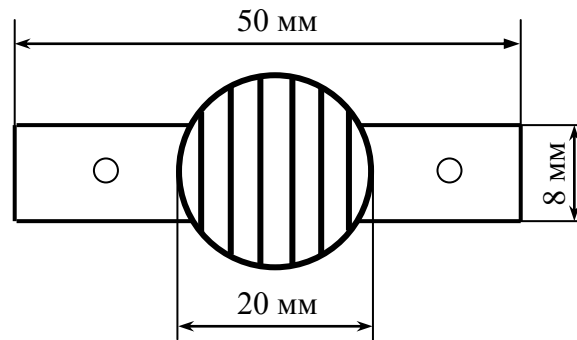


Рис. 2.20. Алюмінієва оснастка для опромінення зразків протонами прискорювача У-120

2.7. Методика опромінення нейтронами

Опромінення нейтронами проводилося на дослідницькому ядерному реакторі ВВР-10М Інституту ядерних досліджень НАН України (рис. 2.21).



Рис. 2.21. Загальний вигляд дослідницького реактора ВВР-10М Інституту ядерних досліджень НАН України

Зразки ниткоподібних кристалів Si-Ge поміщалися у спеціально виготовлений тонкостінний алюмінієвий контейнер діаметром 10 мм висотою 20 мм. Після цього контейнер поміщався у робочий канал реактора і

піддавався опроміненню швидкими нейтронами.

Опромінення зразків нейтронами проводилось в активній зоні реактора у заповненому водою вертикальному каналі, де температура не перевищувала 70°C, або на горизонтальному каналі на повітрі при кімнатній температурі. Для поглинання теплових нейтронів використовувались кадмієві фільтри товщиною 1 мм. Інтенсивність швидких нейтронів ($E > 1 \text{ MeV}$) у вертикальних каналах активної зони була $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а в 6-му горизонтальному каналі реактора ВВР-10М – $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

Висновки до розділу 2

1. Проведено ряд технологічних експериментів по вирощуванню НК SiGe у закритій галоїдній системі Si-Au-Pt-B-Br методом хімічних транспортних реакцій, в яких основними параметрами росту були перепад температури між зоною випаровування та зоною кристалізації (ΔT) і концентрація ініціаторів росту – платини (n_{Pt}) та золота (n_{Au}). Показано, що процесу утворення НК відповідають такі параметри: температура зони джерела – 1100°C; температура зони кристалізації – 750–950°C; $\Delta T = 150$ –350°C, $n_{Pt} \approx 7 \cdot 10^{-3}$ мг/см³, $n_{Au} \approx 1 \cdot 10^{-3}$ мг/см³. У результаті росту отримано кристали довжиною 3–10 мм поперечними розмірами 0,1–100 мкм.

2. Проведено структурні дослідження вирощених кристалів методом скануючої електронної мікроскопії та рентгеноспектрального мікроаналізу. Показано, що кристали субмікронного діаметру є ниткоподібні квазіциліндричні, а субміліметрового – голкоподібні з добре вираженою гексагональною огранкою. Встановлено, що мікроструктура поверхневих шарів ниткоподібних кристалів поперечними розмірами 50–80 мкм відрізняється від об'ємних і містить значну кількість кисню та вуглецю.

3. Встановлено, що найбільш однорідними за вмістом германію є НК твердого розчину $Si_{1-x}Ge_x$, які відповідають складу $x = 0,03$. Показано, що зразки саме такого складу характеризуються максимальною величиною мікротвердості.

4. Встановлено, що однорідний розподіл германію в НК $Si_{0,97}Ge_{0,03}$ та відсутність домішок в кристалах поперечними розмірами 20-40 мкм забезпечують найкращу якість та міцність зразків, що визначає перспективи їх практичного використання та необхідність подальших експериментальних досліджень.

5. Розроблено апаратно-програмний комплекс до установки для вимірювання магнітної сприйнятливості слабомагнітних матеріалів, що дає можливість: задавати швидкість розгортання магнітного поля, здійснювати затримку перед фіксуванням точки виміру, задавати кількість вимірів у точці,

здійснювати вимірювання у зворотному напрямку поля, задавати дискретний і неперервний спектри. Програма відображає у режимі реального часу такі покази, як магнітне поле і магнітний коефіцієнт. У результаті суттєво зменшуються системні та випадкові похибки і значно економиться час експериментатора.

РОЗДІЛ 3
ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТНОЇ СПРИЙНЯТЛИВОСТІ
НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$

3.1. Вимірювання магнітної сприйнятливості та аналіз
експериментальних результатів

Вимірювання магнітного коефіцієнта (магнітної сприйнятливості, МС) зразків проводилося методом Фарадея [159] у магнітних полях (0,3–5,0) кЕ при температурі $T_{\text{вим.}} = 300$ К.

Перед вимірюванням з партії вирощених ниткоподібних кристалів відбиралися зразки однакового поперечного розміру, протравлювалися у поліруючому травнику та упаковувалися у кварцову колбочку, з метою набрати оптимальну масу для вимірювання МС.

На рис. 3.1 приведено залежності магнітної сприйнятливості від напруженості зовнішнього магнітного поля ($\chi(H)$) субмікронних (рис. 3.1, а) та субміліметрових (рис. 3.1, б) ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ діаметрами від 0,1 до 80 мкм. Діаметри ниток вказані на вставках до рисунків. Як бачимо, на деяких зразках залежності $\chi(H)$ нелінійно змінюються зі зміною магнітного поля, що відрізняє їх від таких же залежностей для об'ємних кристалів кремнію та германію.

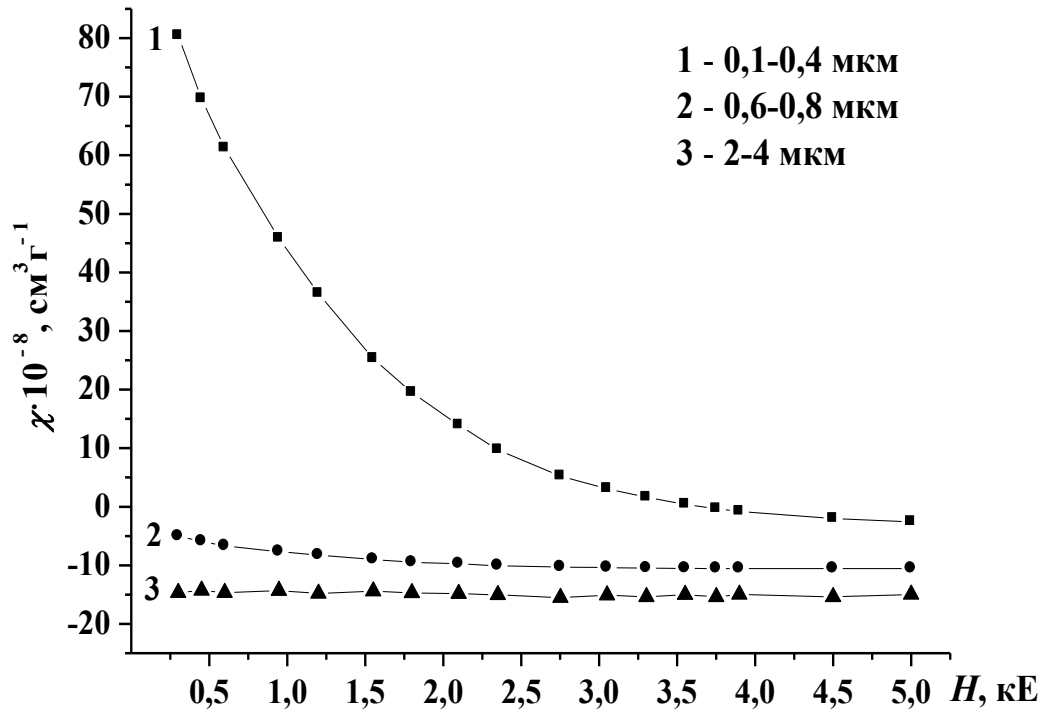
Одержані експериментальні залежності $\chi(H)$ можна розглядати як суму двох складових: незалежної (χ_{ind}) та залежної від поля складової ($\chi_{\text{ord}}(H)$), яка пов'язана з певним упорядкуванням магнітних центрів у кристалі:

$$\chi(H) = \chi_{\text{ord}}(H) + \chi_{\text{ind}}. \quad (3.1)$$

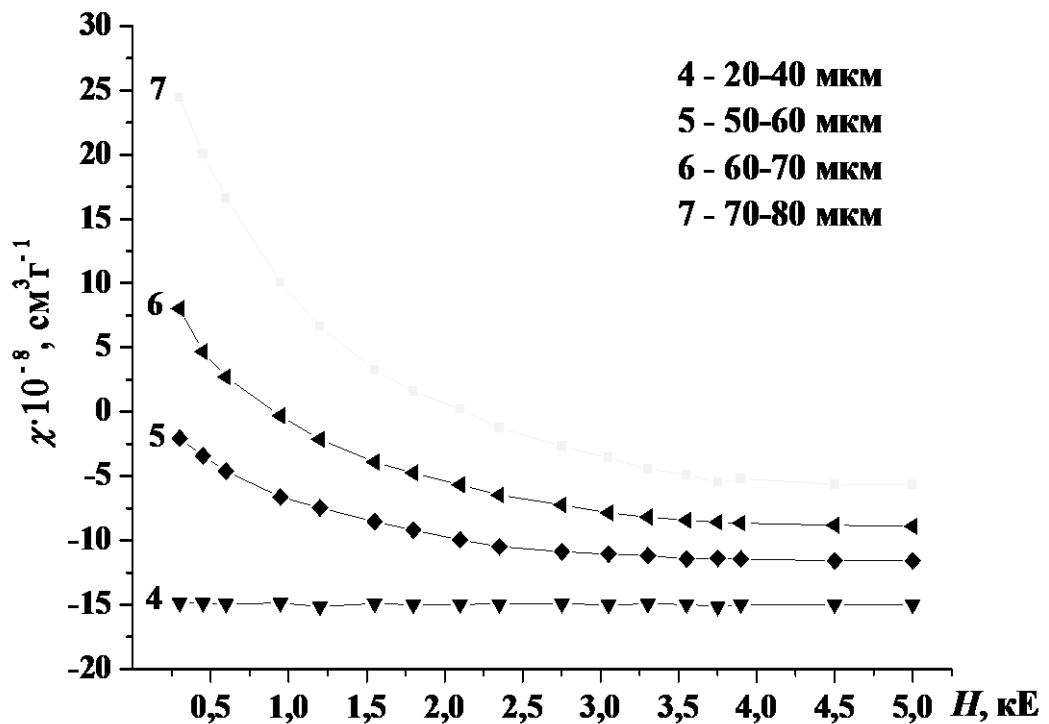
Складова χ_{ind} відповідає значенню магнітної сприйнятливості насичення, яке у нашому випадку практично досягається у магнітних полях 4–5 кЕ (рис. 3.1).

Складова χ_{ind} містить у собі сприйнятливість ґратки (χ_{gp}) і незалежну від напруженості магнітного поля парамагнітну складову (χ_{nap}):

$$\chi_{\text{ind}} = \chi_{\text{nap}} + \chi_{\text{gp}}. \quad (3.2)$$



a)



б)

Рис. 3.1. Залежності магнітної сприйнятливості від напруженості зовнішнього магнітного поля субмікронних (а) та субміліметрових (б) ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$

З аналізу експериментальних досліджень МС кристалічної ґратки твердих розчинів $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, бінарних напівпровідників $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ і $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ та твердих розчинів між ними можна прийти до висновку, що χ_{zp} є лінійною функцією їх складу [162]. Якщо врахувати, що $\chi_{zp}^{\text{Si}} = -11,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г}$, а $\chi_{zp}^{\text{Ge}} = -11,2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г}$, то для твердого розчину $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ величина χ_{zp} повинна становити $\chi_{zp}^{\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}} = -11,58 \cdot 10^{-8} \approx -11,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г}$. Проте, невідомо чи така залежність має місце у випадку ниткоподібних кристалів.

Привертає до себе увагу той факт, що магнітна сприйнятливість кристала 3 (рис. 3.1, а) не залежить від напруженості магнітного поля. Близьке до нього значення має кристал 4 (рис. 3.1, б), магнітна сприйнятливість якого також не залежить від H . Виходячи з цього, ці кристали можна рекомендувати для проведення подальших досліджень, зокрема вивчення впливу іонізуючого опромінювання. Враховуючи, що у подальшому будуть використані контактні методи досліджень, тобто виникне необхідність приварювання контактів, тому рекомендовано використовувати НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ поперечними розмірами 30–40 мкм.

Прийmemo значення діамагнітної сприйнятливості кристала 3 за сприйнятливості кристалічної ґратки і будемо вважати, що МС ґраток досліджених НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ $\chi_{zp} = -15 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1}$. Тоді, зменшення діамагнетизму ниткоподібних кристалів можна пояснити 1) зростанням незалежної від магнітного поля парамагнітної складової (χ_{nap}) і 2) зростанням парамагнітної складової, яка залежить від напруженості магнітного поля H ($\chi_{ord}(H)$). У першому випадку парамагнетизм зумовлений диспергованими парамагнітними центрами, або такими, що знаходяться в менш щільних угрупованнях і не переходять у магнітовпорядкований стан при $T \geq 290 \text{ К}$, у другому – парамагнетизм залежить від напруженості магнітного поля в інтервалі $0 < H \leq 5 \text{ кЕ}$. За характером залежності $\chi_{ord}(H)$ зроблено висновок про його суперпарамагнітну природу. Підтвердженням

цього є також і те, що на досліджених НК відсутній гістерезис. Причиною появи парамагнетизму можна вважати утворення в ниткоподібних кристалах кластерів, що володіють магнітним моментом. Дані кластери можна описати в рамках моделі Ланжевєнівського парамагнетизму атомів. Відмінністю є те, що магнітні моменти таких кластерів у 10^3 – 10^5 разів більші від магнітних моментів окремих атомів. Виходячи з цього теоретичну функцію, якою можна описати спостережувані особливості магнітної сприйнятливості НК Si-Ge можна подати у такому вигляді [163]:

$$\chi(H) = \chi_{ord}(H) + \chi_{nap} + \chi_{zp} = N_K M_K L' \left(\frac{M_K H}{kT} \right) + \chi_{nap} + \chi_{zp}, \quad (3.3)$$

де M_K – магнітний момент кластера; N_K – концентрація магнітовпорядкованих кластерів; $L'(x)$ – похідна від функції Ланжевєна, k – постійна Больцмана, T – температура.

$$M_K = N_0 M_B g \sqrt{s(s+1)},$$

де N_0 – кількість парамагнітних центрів в одному магнітному кластері, M_B – магнетон Бора, g – g-фактор, s – спін парамагнітного центру, з яких складається кластер (приймаємо $s = 1/2$).

Отже, рівняння (3.3) буде мати наступний вигляд:

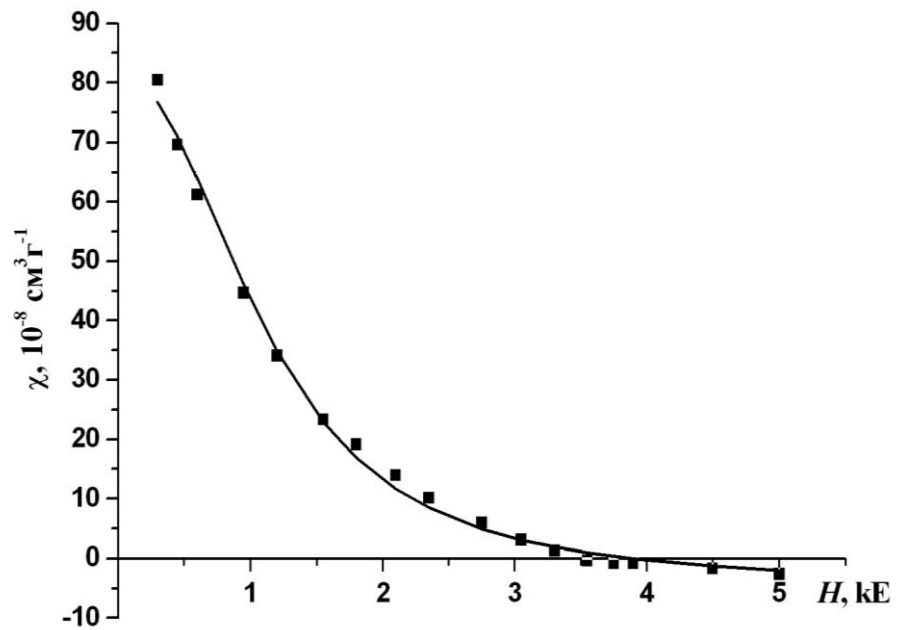
$$\chi(H) = N_K N_0 M_B g \sqrt{s(s+1)} \cdot \left(\frac{N_0 M_B g \sqrt{s(s+1)}}{kT} \cdot \left(1 - \operatorname{cth}^2 \left(\frac{N_0 M_B g \sqrt{s(s+1)}}{kT} \cdot H \right) \right) + \frac{kT}{N_0 M_B g \sqrt{s(s+1)} \cdot H^2} \right) + \chi_{nap} + \chi_{zp} \quad (3.4)$$

Апроксимуючи отриманою функцією (3.4) експериментальні криві 1, 2, 5, 6 і 7 можна оцінити величини N_0 та N_K (табл. 3.1). Приклади апроксимації представлені на рис. 3.2.

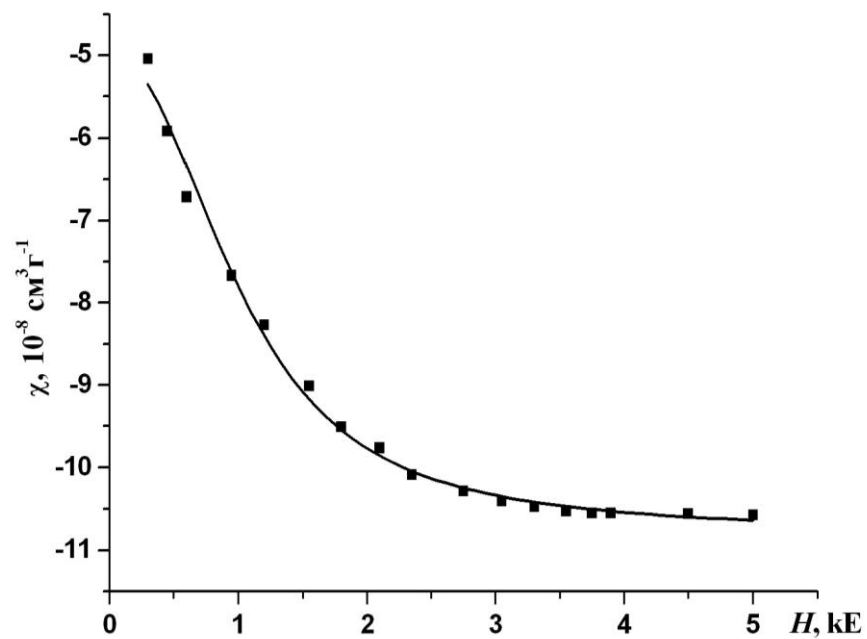
Таблиця 3.1.

Оцінка концентрації магнітовпорядкованих кластерів (N_K) та парамагнітних центрів в одному кластері (N_0) для зразків НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$

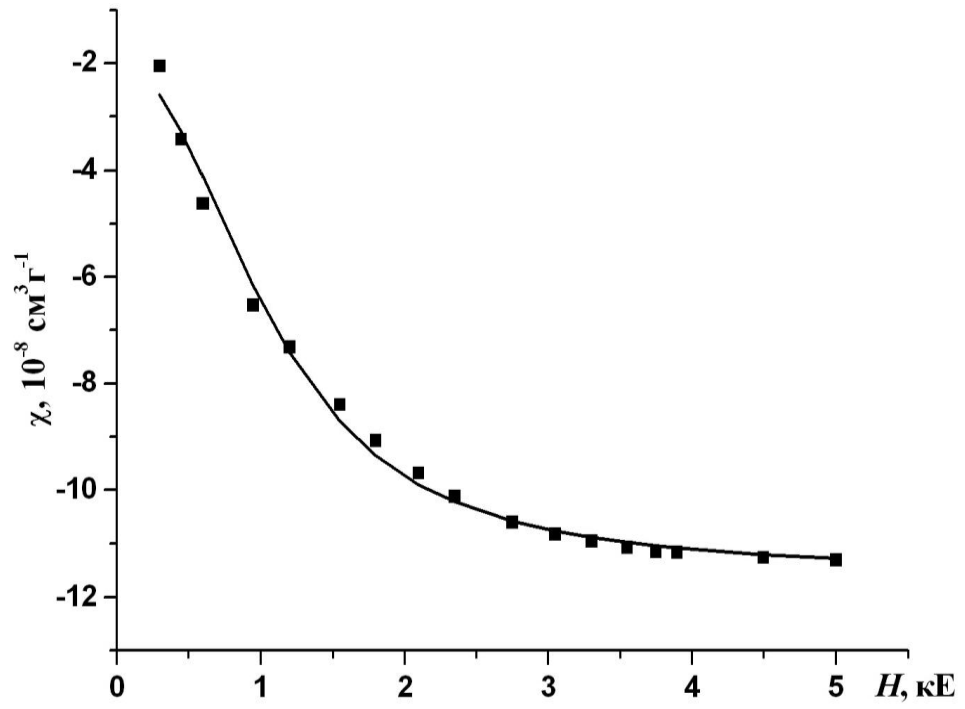
№ зразка	N_0 , 1/кластер	N_K , см^{-3}
1	$4,8 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^{10}$
2	$5,3 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^9$
5	$5,0 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^9$
6	$5,2 \cdot 10^3$	$3,0 \cdot 10^9$
7	$5,1 \cdot 10^3$	$8,3 \cdot 10^9$



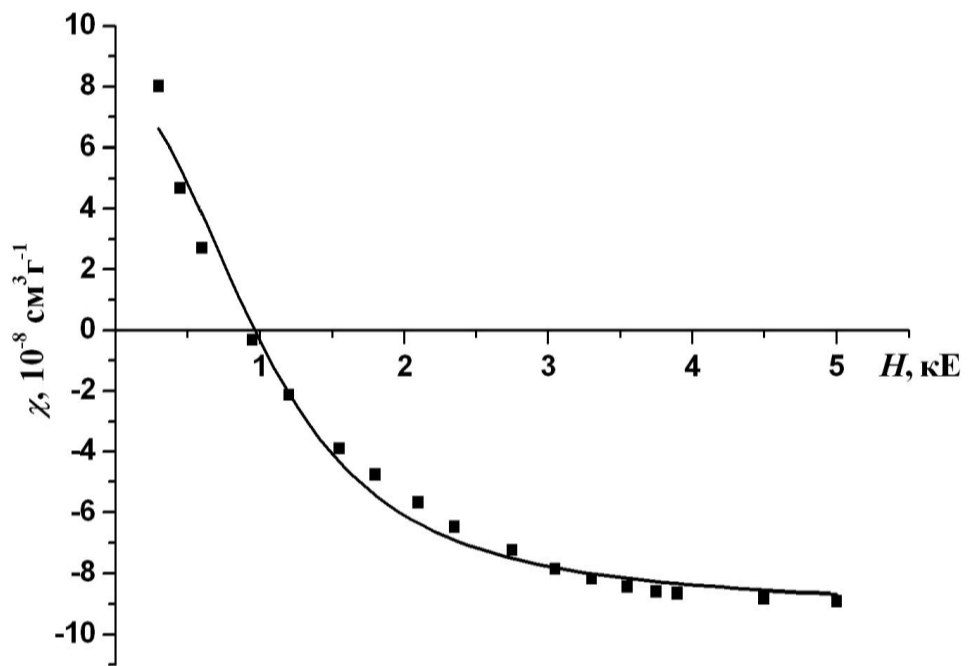
а)



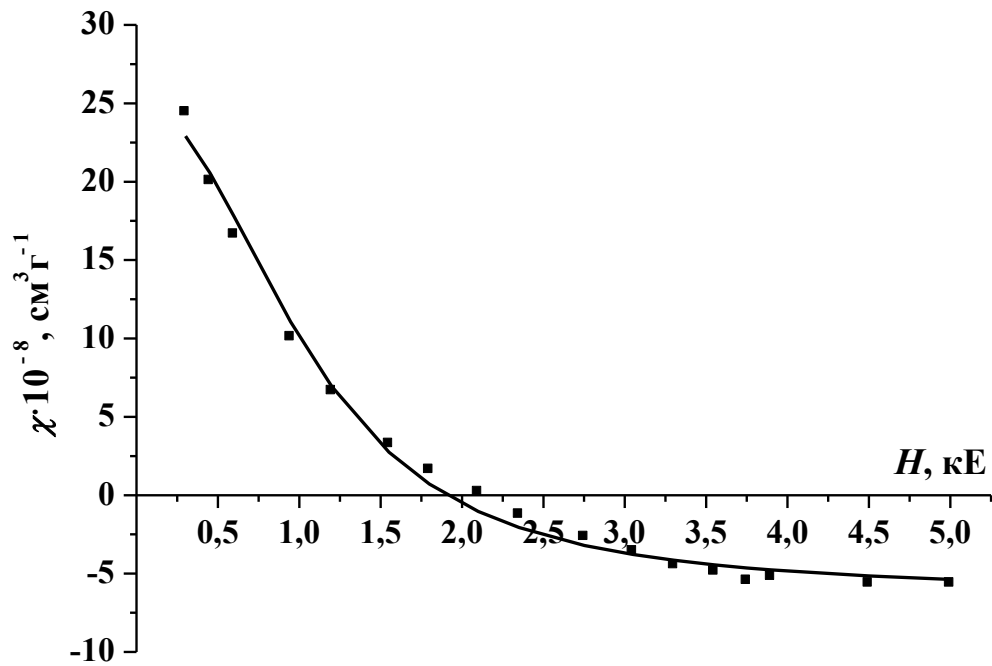
б)



b)



a)



д)

Рис. 3.2. Апроксимація експериментальних залежностей $\chi(H)$ виразом (3.4)

а) крива 1 – 0,1–0,4 мкм, $\chi_{zp} = -15 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}$, $\chi_{нар} + \chi_{zp} = -5,0 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}$,

$$\chi_{нар} = 12,2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}, N_0 = 4,8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}, N_K = 1,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3};$$

б) крива 2 – 0,6–0,8 мкм, $\chi_{zp} = -15 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}$, $\chi_{нар} + \chi_{zp} = -10,8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}$,

$$\chi_{нар} = 6,4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}, N_0 = 5,3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}, N_K = 1,0 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3};$$

в) крива 5 – 50–60 мкм, $\chi_{zp} = -15 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}$, $\chi_{нар} + \chi_{zp} = -11,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}$,

$$\chi_{нар} = 5,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}, N_0 = 5,0 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}, N_K = 1,8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3};$$

г) крива 6 – 60–70 мкм, $\chi_{zp} = -15 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}$, $\chi_{нар} + \chi_{zp} = -9,2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}$,

$$\chi_{нар} = 8,0 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}, N_0 = 5,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}, N_K = 3,0 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}.$$

д) крива 6 – 70–80 мкм, $\chi_{zp} = -15 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}$, $\chi_{нар} + \chi_{zp} = -5,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}$,

$$\chi_{нар} = 11,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \Gamma^{-1}, N_0 = 5,1 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}, N_K = 8,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}.$$

3.2. Побудова функції розподілу кластерів у НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ за

величиною їх магнітних моментів

У попередній моделі ми припустили в першому наближенні, що магнітні

моменти кластерів однакові. Однак, очевидно, що це не зовсім так. Тому, не менш важливою задачею є вивчення розподілу кластерів за величиною їх магнітних моментів [163].

Теоретичний вираз, який описує експериментальні залежності $\chi_{ord}(H)$, можна представити у вигляді:

$$\chi^{teor} = \int_0^{\infty} M f(M) \left(\frac{M}{kT} \left(1 - \text{cth}^2 \left(\frac{MH}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH^2} \right) dM. \quad (3.5)$$

де $f(M)$ – розподіл частинок за магнітним моментом; $f(M)dM$ – концентрація частинок з магнітним моментом від M до $M + dM$.

У більшості випадків функцію $f(M)$ приймають логарифмічно-нормованою [164, 165], тобто

$$f(M) = \frac{n}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{1}{M} \exp \left[-\frac{\ln^2(M/\langle M \rangle)}{2\sigma^2} \right]. \quad (3.6)$$

Функція розподілу $f(M)$ визначається трьома параметрами n , σ , $\langle M \rangle$. Тому побудова розподілу зводиться до відшукування цих параметрів. Одним із способів їх визначення є метод найменших квадратів, який полягає у мінімізації виразу

$$\Delta_{\chi} = \sum_{i=1}^N (\chi^{teor}(H_i) - \chi^{exp}(H_i))^2, \quad (3.7)$$

де $\chi^{teor}(H_i)$ – визначається з (3.5), $\chi^{exp}(H_i)$ – експериментальні значення магнітного коефіцієнта, N – кількість експериментальних точок.

Невідомі параметри n , σ , $\langle M \rangle$ знаходимо з необхідної умови існування мінімуму функціонала (3.7):

$$\frac{\partial \Delta_{\chi}}{\partial n} = \sum_{i=1}^N \left[\int_0^{\infty} \frac{n}{\sqrt{2\pi}\sigma} W(\sigma, \langle M \rangle) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \text{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH_i^2} \right] dM - \chi^{exp}(H_i) \right] \times$$

$$\times \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} W(\sigma, \langle M \rangle) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \text{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH_i^2} \right] dM = 0;$$

$$\frac{\partial \Delta_\chi}{\partial \sigma} = \sum_{i=1}^N \left[\int_0^\infty \frac{n}{\sqrt{2\pi}\sigma} W(\sigma, \langle M \rangle) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \text{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH_i^2} \right] dM - \chi^{\text{exp}}(H_i) \right] \times \quad (3.8)$$

$$\times \int_0^\infty \frac{\left(2 \ln^2 \left(\frac{M}{\langle M \rangle} \right) - \sigma^2 \right)}{\sqrt{2\pi}\sigma^4} W(\sigma, \langle M \rangle) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \text{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH_i^2} \right] dM = 0;$$

$$\frac{\partial \Delta_\chi}{\partial \langle M \rangle} = \sum_{i=1}^N \left[\int_0^\infty \frac{n}{\sqrt{2\pi}\sigma} W(\sigma, \langle M \rangle) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \text{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH_i^2} \right] dM - \chi^{\text{exp}} \right] \times$$

$$\times \int_0^\infty \frac{M \ln \left(\frac{M}{\langle M \rangle} \right)}{\sqrt{2\pi}\sigma^3 M^2} W(\sigma, \langle M \rangle) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \text{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH_i^2} \right] dM = 0.$$

де

$$W(M) = \exp \left[- \frac{\ln^2 \left(\frac{M}{\langle M \rangle} \right)}{2\sigma^2} \right].$$

Отже, для знаходження n , σ , $\langle M \rangle$ отримуємо систему 3 нелінійних алгебраїчних рівнянь (3.8). Оскільки в перше рівняння системи параметр n входить лінійно, то його можна виразити через σ і $\langle M \rangle$ таким чином:

$$n(\sigma, \langle M \rangle) = \sqrt{2\pi}\sigma \frac{\sum_i \chi_i^{\text{exp}} \int_0^\infty W(M) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \text{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH^2} \right] dM}{\sum_i \left[\int_0^\infty W(M) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \text{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH^2} \right] dM \right]^2}. \quad (3.9)$$

Враховуючи представлення (3.9) систему трьох рівнянь (3.8) можна звести до системи 2 нелінійних рівнянь

$$\begin{aligned}
F_1 &= \sum_{i=1}^N \left[n(\sigma, \langle M \rangle) \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} W(\sigma, \langle M \rangle) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \operatorname{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH_i^2} \right] dM - \chi^{\exp} \right] \times \\
&\times \int_0^{\infty} \frac{(2 \ln^2(M/\langle M \rangle) - \sigma^2)}{\sqrt{2\pi}\sigma^4} W(\sigma, \langle M \rangle) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \operatorname{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH_i^2} \right] dM = 0; \\
F_2 &= \sum_{i=1}^N \left[n(\sigma, \langle M \rangle) \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} W(\sigma, \langle M \rangle) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \operatorname{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH_i^2} \right] dM - \chi^{\exp} \right] \times \\
&\times \int_0^{\infty} \frac{(M \ln(M/\langle M \rangle) - \sigma^2)}{\sqrt{2\pi}\sigma^3 \langle M \rangle^2} W(\sigma, \langle M \rangle) \left[\frac{M}{kT} \left(1 - \operatorname{cth}^2 \left(\frac{MH_i}{kT} \right) \right) + \frac{kT}{MH_i^2} \right] dM = 0.
\end{aligned}$$

Таким чином, ми одержали систему двох нелінійних алгебраїчних рівнянь для визначення параметрів σ і $\langle M \rangle$. Представлені вище невласні інтеграли обчислимо наближено за допомогою квадратурної формули Сімпсона використавши середовище Mathematica. Оскільки отримана система нелінійних рівнянь має складний аналітичний вигляд, то її наближене розв'язання може привести до громіздких обчислювальних операцій. Тому мінімум функціоналу (3.7) знаходимо його табулюванням при $\sigma \in [0,1; 3]$ та $\langle M \rangle \in [1000; 10000]$ із врахування співвідношення для n (3.9).

За початкове наближення $\sigma^{(0)}$, $\langle M \rangle^{(0)}$ беремо ті значення σ , $\langle M \rangle$, при яких функціонал (7) приймає найменше значення. Для необхідних обчислень складаємо програму у середовищі Mathematica (рис. 3.3).

Отримані значення параметрів n , σ , $\langle M \rangle$ були використані для побудови кривих розподілу кластерів за розмірами. Результати розрахунків представлено на рис. 3.4. Як видно з рис. 3.4, у більшості випадків функції розподілу є широкими і магнітні моменти кластерів змінюються в межах від $4 \cdot 10^3$ до $1,2 \cdot 10^4$ магнетонів Бора, відповідно їх розміри коливаються в межах від 2,5 до 30 нм.

```

Mathematica 4.1 - [langeven6.nb *]
File Edit Cell Format Input Kernel Find Window Help

langeven6.nb *
k = 14.9; t = 300;
s = 0.1;
h = {0.29862, 0.40171, 0.50125, 0.60079, 0.70033, 0.79987, 0.89941, 0.99895, 1.20159, 1.3005, 1.40025,
1.5, 1.59975, 1.6995, 1.79925, 1.90088, 2.00063, 2.29987, 2.49937, 2.70075, 2.90025, 3, 3.29925, 3.50251,
3.70013, 3.99937};
i = {14.23418, 9.79068, 6.67783, 5.65705, 4.58574, 3.54436, 2.88333, 2.37799, 1.83022, 1.63697, 1.24043,
1.22022, 1.05851, 0.90691, 0.72499, 0.68456, 0.51275, 0.33658, 0.18416, 0.04622, -0.03215, -0.09342,
-0.04312, -0.1644, -0.05322, -0.10376};
While[s ≤ 3.0, x0 = 1000;
(While[x0 ≤ 100000,
a1 =
∑j=126 (i[[j]] * NIntegrate[1 / (Sqrt[2 * Pi] * s) * Exp[-Log[x / x0] ^ 2 / (2 * s ^ 2)] *
(x / (k * t) * (1 - Coth[x * h[[j]] / (k * t)] ^ 2) + k * t / (h[[j]] ^ 2 * x)), {x, 0, 10 ^ 6},
MaxRecursion → 30]);
a2 =
∑j=126 (NIntegrate[1 / (Sqrt[2 * Pi] * s) * Exp[-Log[x / x0] ^ 2 / (2 * s ^ 2)] *
(x / (k * t) * (1 - Coth[x * h[[j]] / (k * t)] ^ 2) + k * t / (h[[j]] ^ 2 * x)), {x, 0, 10 ^ 6},
MaxRecursion → 30]) ^ 2; n = N[a1 / a2];
a3 =
∑j=126 (NIntegrate[n / (Sqrt[2 * Pi] * s) * Exp[-Log[x / x0] ^ 2 / (2 * s ^ 2)] *
(x / (k * t) * (1 - Coth[x * h[[j]] / (k * t)] ^ 2) + k * t / (h[[j]] ^ 2 * x)), {x, 0, 10 ^ 6},
MaxRecursion → 30] - i[[j]] ^ 2; Print["a3=", a3, " n=", n, " x0=", x0, "
s=", s]; x0 = x0 + 10]; | s = s + 0.01]

```

Рис. 3.3. Відшукування параметрів n , σ , $\langle M \rangle$ у середовищі Mathematica

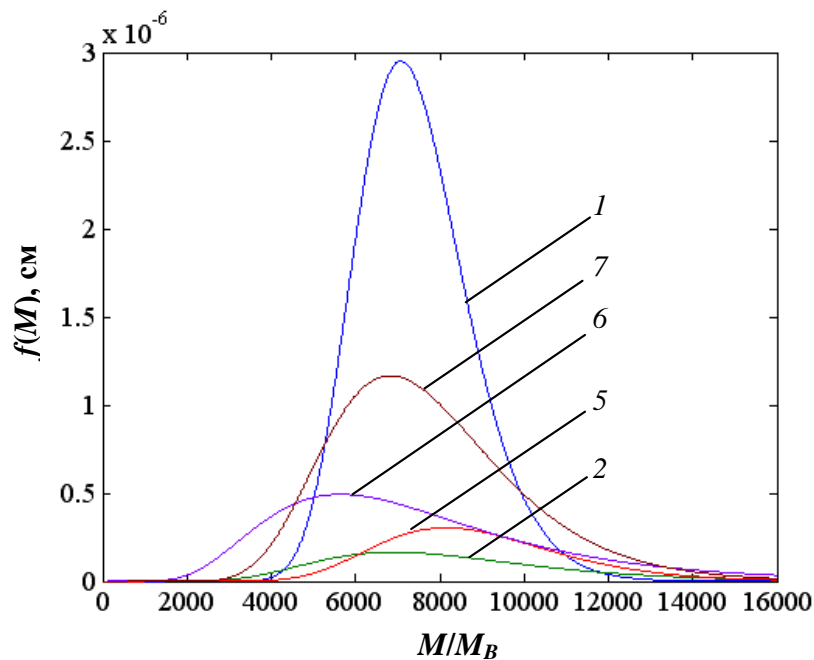


Рис. 3.4. Функції розподілу кластерів у НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ за величиною їх магнітних моментів: 1 – 0,1-0,2 мкм, 2 – 0,5-0,7 мкм, 5 – 50-60 мкм, 6 – 60-70 мкм, 7 – 70-80 мкм

Цікаво зауважити, що наявність у кристалах кластерів розмірами від 3 до 50 нм приводить до появи квантових розмірних ефектів. Зокрема при збудженні азотним лазером в ниткоподібних кристалах кремнію спостерігається люмінесценція у видимій області при кімнатній температурі (рис. 3.5). Можна припустити, що причиною цього є наявність у кристалах нанокластерів.

Судячи з результатів мікро-зондового аналізу, скануючої електронної мікроскопії та рентгеноспектрального мікроаналізу природа кластерів може бути пов'язаною з наявністю на поверхні значних концентрацій домішок кисню та вуглецю, а у випадку НК діаметрами 70–100 мкм, ще й присутності в об'ємі домішки ініціатора росту – платини $\sim 10^{18}$ см³.

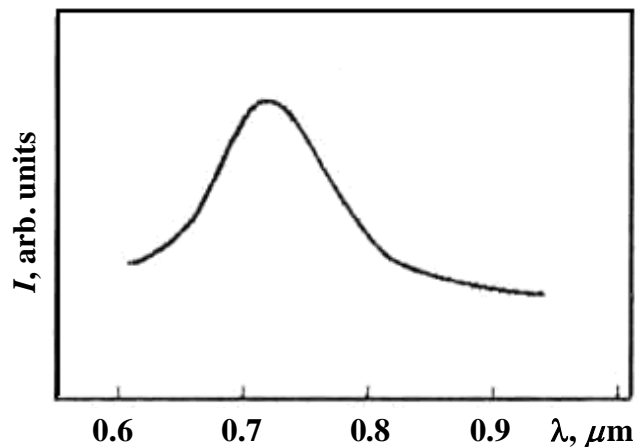


Рис. 3.5. Спектр фотолюмінесценції НК Si діаметром 0,6 мкм

Висновки до розділу 3

1. Методом Фарадея досліджено магнітну сприйнятливості ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$. Встановлено, що поведінка магнітної сприйнятливості ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ різного поперечного розміру суттєво відрізняється від магнітної сприйнятливості об'ємного матеріалу. На основі проведеного аналізу залежностей $\chi(H)$ зроблено припущення про наявність у зразках парамагнітних центрів, частина яких утворює магнітні нанокластери.

2. Запропоновано теоретичну модель в рамках ланжевєнівського суперпарамагнетизму атомів, що дозволило оцінити концентрацію магнітних нанокластерів, яка змінюється в межах 10^9 – 10^{10} см^{-3} , і концентрацію парамагнітних центрів в одному кластері, яка для всіх зразків є близькою в околі 5000 ± 300 .

3. На основі одержаних експериментальних кривих $\chi(H)$ та проведених розрахунків побудовані функції розподілу нанокластерів за величиною їх магнітних моментів. Обчислено найбільш імовірні розміри та магнітні моменти кластерів. Зокрема, розміри кластерів у НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ коливаються в межах від 2,5 до 30 нм, а їх магнітні моменти – від $4 \cdot 10^3$ до $1,2 \cdot 10^4$ магнетонів Бора.

4. Встановлено, що магнітна сприйнятливості НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ поперечними розмірами 2–40 мкм є типовою для діамагнітних матеріалів, що свідчить про відсутність у них магнітоактивних дефектів та домішок, а отже, наявність перспективи подальшого їх практичного використання.

РОЗДІЛ 4
ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ γ -КВАНТАМИ НА
МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИТКОПОДІБНИХ
КРИСТАЛІВ $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$

4.1. Вплив опромінення γ -квантами на зміни електричного та
магнітоопору ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$

Ниткоподібні кристали Si-Ge використовуються для створення сенсорів механічних та теплових величин, працездатних у складних умовах експлуатації – при низьких температурах, сильних магнітних полях, дії іонізуючого опромінення [166, 167]. Відомо, що твердий розчин Si-Ge володіє підвищеною радіаційною стійкістю у порівнянні з чистим кремнієм [168]. Це дозволяє створювати на основі ниткоподібних кристалів Si-Ge радіаційно стійкі сенсори. Вплив опромінення γ -квантами на монокристалічний кремній та твердий розчин Si-Ge достатньо добре вивчений у сучасній науковій літературі. Однак, такі дослідження проводились в основному на високоомних монокристалах [169, 170]. Метою нашого дослідження було вивчення впливу опромінення γ -квантами на магніторезистивні характеристики ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ з концентрацією домішки в околі переходу метал-діелектрик (ПМД) [171-175].

Вивчено вплив магнітного поля з індукцією до 14 Тл та опромінення γ -квантами з дозами до $1,2 \cdot 10^{18} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ на електричні та магніторезистивні характеристики НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,008 \div 0,028 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ в інтервалі температур $4,2 \div 300 \text{ К}$. Опромінення зразків γ -квантами здійснювалося на кобальтовій гарматі (випромінювання Co^{60}) в Інституті фізики НАН України. Діаметр НК становив 35-40 мкм.

Досліджено кристали з концентрацією акцепторної домішки в околі переходу метал-діелектрик ($\rho = 0,008 \div 0,028 \text{ Ом} \cdot \text{см}$). Температурні залежності ($4,2 \div 300 \text{ К}$) електричного та магнітоопору в діапазоні магнітних полів $0 \div 14 \text{ Тл}$ НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ вимірювалися у Міжнародній лабораторії сильних

магнітних полів та низьких температур (м. Вроцлав, Польща). Одержані типові температурні залежності опору вихідних та опромінених γ -квантами з НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$, для прикладу, наведено на рис. 4.1.

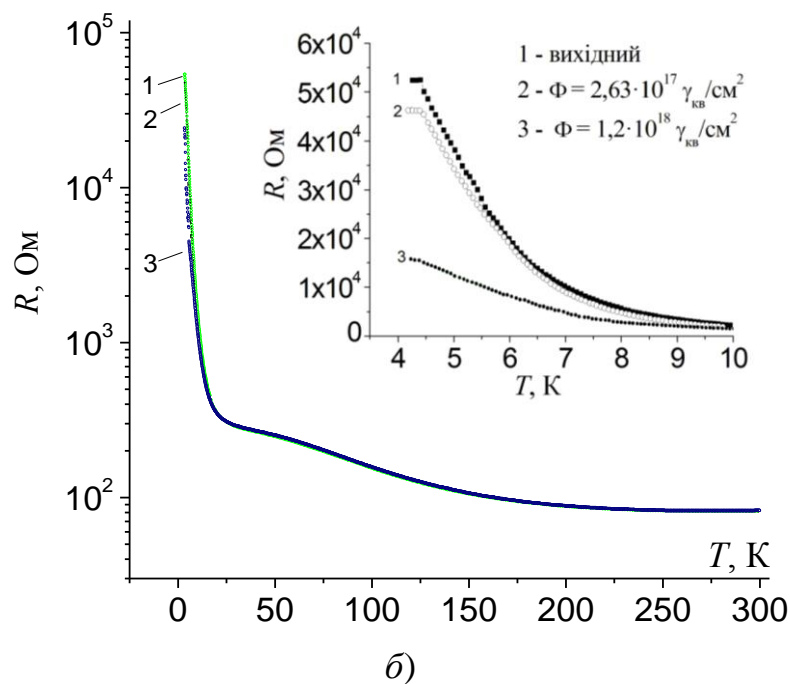
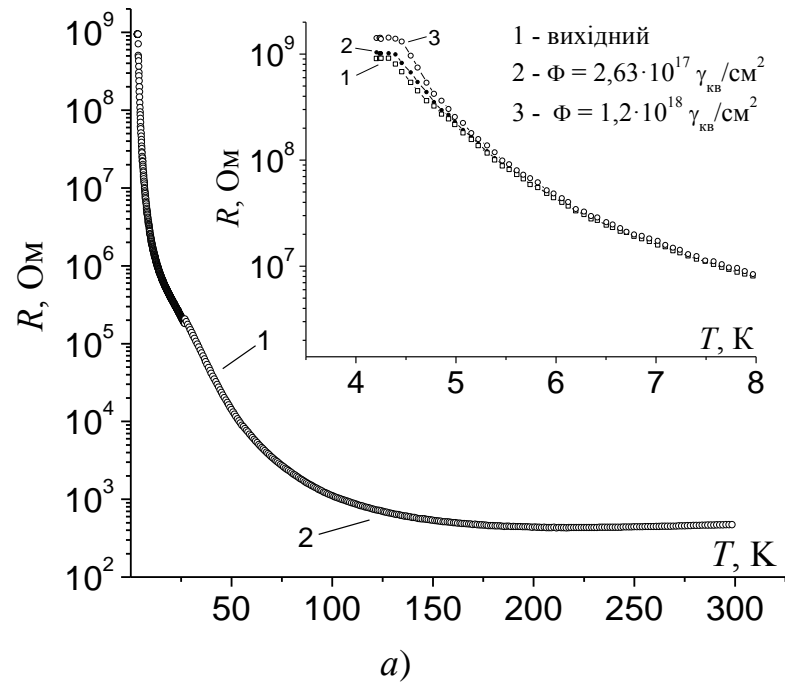


Рис. 4.1. Температурні залежності опору опромінених γ -квантами НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$: а) з питомим опором $\rho = 0,025 \text{ Ом}\cdot\text{см}$; б) з $\rho = 0,012 \text{ Ом}\cdot\text{см}$

Одержані результати показали, що температурна залежність опору

кристалів слабо змінюється після опромінення. Це спостерігається для кристалів з різним рівнем легування домішкою бору в околі ПМД. Лише для зразка з концентрацією домішки у безпосередній близькості до ПМД з $\rho = 0,012$ Ом·см після опромінення γ -квантами виявлено незначне зменшення опору при температурах близьких до гелієвих (рис. 4.1, б).

З температурних залежностей опору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ пораховано енергії активації стрибкової (E_3 та E_2) та домішкової (E_1) провідності, як для вихідних, так і для опромінених кристалів.

Згідно з розподілом Больцмана концентрація електронів провідності

$$n = n_0(T)e^{-\frac{\mu}{kT}},$$

де $n_0(T)$ – степенева функція від температури; μ – хімічний потенціал, T – абсолютна температура.

Оскільки питома провідність є пропорційною до концентрації, то вона буде залежати від температури за таким самим законом:

$$\sigma = \sigma_0(T)e^{-\frac{\mu}{kT}}.$$

Підставивши в останню рівність $\mu = \frac{1}{2}E_g$, де E_g – ширина забороненої зони, дістанемо

$$\sigma = \sigma_0(T)e^{-\frac{E_g}{2kT}}.$$

Врахуємо також, що степенева залежність є значно слабшою за експонентну, тобто $\sigma_0(T)$ можна вважати сталою величиною. Тоді

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}}.$$

Аналогічно підставивши $\mu = \frac{1}{2}E_a$, де E_a – енергія активації домішкових атомів, одержимо

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_a}{2kT}}.$$

У загальному можна записати

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}},$$

де $\Delta E = E_a$ при низьких температурах і $\Delta E = E_g$ при високих.

Перейдемо до залежності питомого опору від температури. Оскільки $\rho = 1/\sigma$, то

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}},$$

звідки

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}$$

і відповідно опір

$$R = R_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}.$$

Прологарифмувавши останнє рівняння, дістанемо

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{\Delta E}{2kT},$$

звідки бачимо, що залежність $\ln R$ від $\frac{1}{T}$ є лінійною, причому ця пряма

нахилена до осі $\frac{1}{T}$ під кутом, тангенс якого дорівнює $\frac{\Delta E}{2k}$ (рис. 4.2), а

доданок $\ln R_0$ не впливає на цей нахил. Отже

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta E}{2k},$$

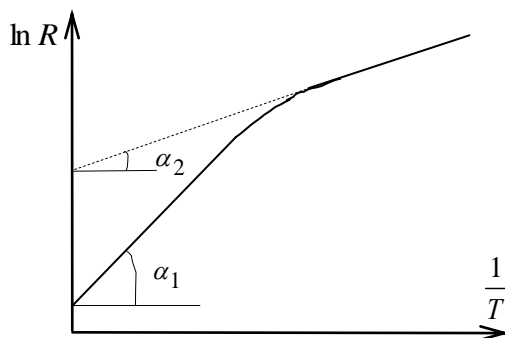


Рис. 4.2

звідки

$$\Delta E = 2k \operatorname{tg} \alpha.$$

При високих температурах отримуємо ширину забороненої зони

$$E_g = 2k \operatorname{tg} \alpha_1,$$

а при низьких – енергію активації домішки

$$E_a = 2k \operatorname{tg} \alpha_2.$$

Під E_3 та E_2 ми розуміємо енергії активації стрибків електронів у

домішкочивій зоні між, відповідно, одно- та двократно зайнятими носіями домішковими центрами. Результати оцінок значень енергій активації провідності наведені у табл. 4.1. Проведені оцінки показали, що енергії активації незначно відрізняються у вихідних та опромінених кристалах [174].

Таблиця 4.1.

Енергії активації стрибкової провідності вихідних та опромінених γ -квантами НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$

ρ , Ом·см	Φ , см^{-2}	E_3 , меВ	E_2 , меВ	E_1 , меВ
0,008	0	0,8		6,6
	$2,63 \cdot 10^{17}$	0,75	–	6,8
0,012	0	0,7		7,6
	$2,63 \cdot 10^{17}$	0,8	–	7,8
0,018	0	0,5	2,7	12,2
	$2,63 \cdot 10^{17}$	0,45	2,9	12,4
0,025	0	2,1	8,0	19,5
	$2,63 \cdot 10^{17}$	2,2	8,5	20,2

На рис. 4.3 та рис. 4.4 представлено результати вимірювань магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$, опромінених γ -квантами, з різним рівнем легування по обидва боки переходу метал-діелектрик [175].

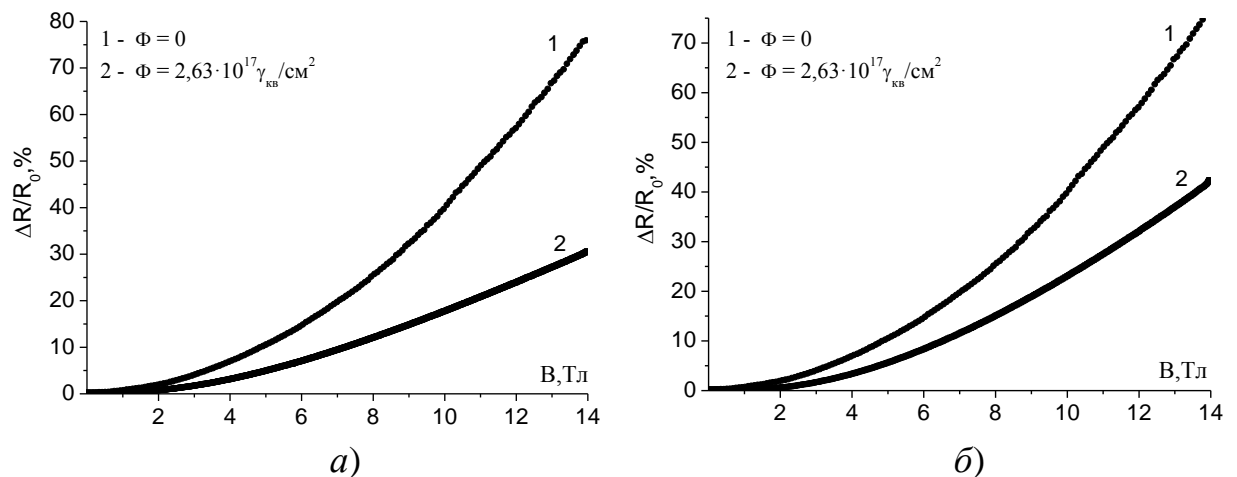


Рис. 4.3. Магнітоопір при 4,2 К НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опромінених γ -квантами: а) з питомим опором $\rho = 0,008$ Ом·см; б) з питомим опором $\rho = 0,012$ Ом·см

З аналізу результатів видно, що зміни магнітоопору у зразках

відрізняється в залежності від ступеню легування. У зразках поблизу ПМД з металевого боку (з питомим опором $\rho = 0,008 \div 0,012$ Ом·см) магнітоопір зменшується після опромінення (див. наприклад, рис. 4.3). Для менш легуваних зразків з $\rho = 0,018 \div 0,025$ Ом·см магнітоопір опромінених НК зростає (рис. 4.4) в сильних магнітних полях, а у слабких полях (до 2,5 Тл) спостерігається поява від'ємного магнітоопору [175].

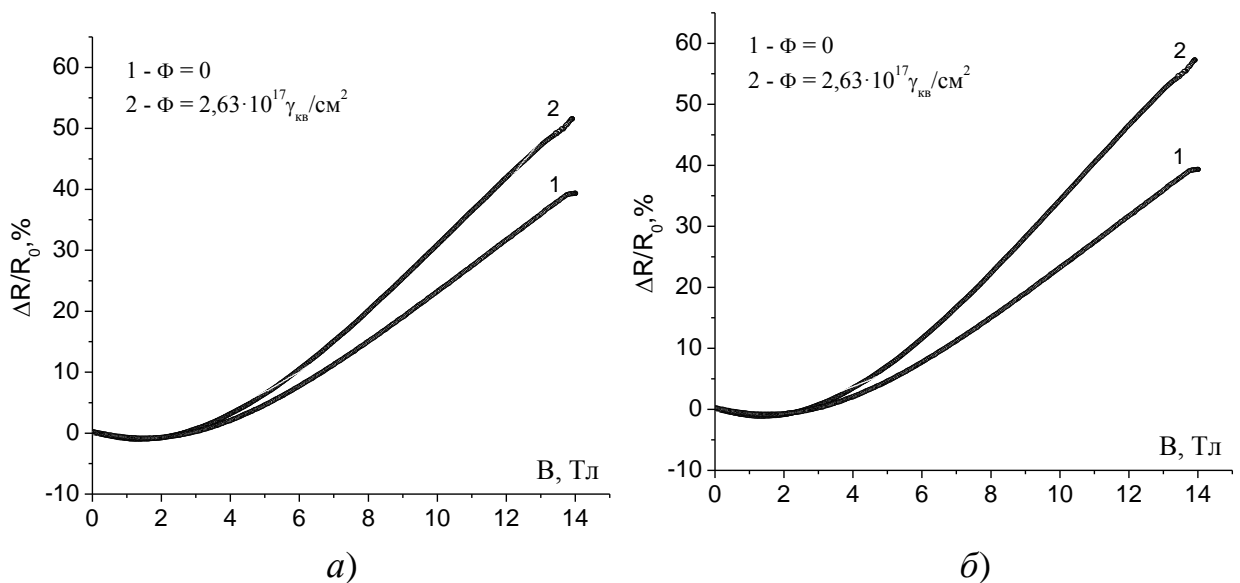


Рис. 4.4. Магнітоопір при 4,2 К НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опромінених γ -квантами:

а) з $\rho = 0,018$ Ом·см; б) з $\rho = 0,025$ Ом·см

Встановлені особливості магнітоопору опромінених γ -квантами сильнолегуваних мікрочисталів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ можна пояснити механізмами стрибкової провідності носіїв по домішковій зоні при низьких температурах. З таблиці 4.1 видно, що в НК з концентрацією домішки поблизу ПМД з металевого боку ($\rho = 0,008 \div 0,012$ Ом·см) спостерігається стрибкова провідність з енергією активації E_3 . У зразках з меншою концентрацією легуючої домішки ($\rho = 0,018 \div 0,025$ Ом·см) спостерігається стрибкова провідність з енергіями активації E_3 та E_2 .

Присутність механізму стрибкової провідності з енергіями активації E_2 приводить до суттєвих змін магнітоопору в неопромінених зразках: при

зменшенні концентрації легуючої домішки у зразках польова залежність магнітоопору змінюється від експоненційної до квадратичної [83]. Ми вважаємо, що такі ж закономірності зміни магнітоопору проявляються у кристалах після їх опромінення γ -квантами.

З аналізу експериментальних результатів випливає, що в процесі опромінення кристалів γ -квантами утворюються нейтральні дефекти, які не вносять прямий вклад у провідність. Можна припустити, що ці дефекти впливають на густину станів у домішковій зоні та приводять до делокалізації енергетичних рівнів. Заселення делокалізованих станів у домішковій зоні може призводити до виникнення діркових пар в результаті антиферромагнітної обмінної взаємодії магнітних моментів носіїв заряду [90, 176]. Внаслідок цього може спостерігатися зменшення абсолютної величини магнітоопору та виникнення явища від'ємного магнітоопору [90, 176].

Аналіз одержаних результатів показав, що в опроміненних γ -квантами ниткоподібних кристалах $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ спостерігається значне зменшення абсолютної величини магнітоопору у сильно легованих зразках ($\rho = 0,008 \div 0,012$ Ом·см) та поява від'ємного магнетоопору у слабких магнітних полях у зразках з меншим ступенем легування ($\rho = 0,018 \div 0,025$ Ом·см).

Таким чином, встановлені особливості магнітоопору у всіх досліджуваних зразках добре пояснюються делокалізацією станів домішкової зони у процесі опромінення кристалів γ -квантами.

4.2. Визначення допустимої дози опромінення γ -квантами для ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$

У попередньому параграфі ми навели результати дослідження впливу сильних магнітних полів та опромінення γ -квантами з дозами до $2,63 \cdot 10^{17}$ $\gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ на електропровідність ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ та проаналізували фізичні механізми виникнення радіаційних дефектів та їх вплив на електропровідність НК. З практичної точки зору важливим

параметром є допустима доза опромінення, яка суттєво не впливає на вихідні характеристики сенсорів.

Метою подальшої роботи було встановлення фізичних засад створення радіаційностійких сенсорів, дієздатних в умовах сильних магнітних полів, на основі вивчення впливу магнітного поля з індукцією до 14 Тл та опромінення γ -квантами (випромінювання Co^{60}) з дозами до $1,2 \cdot 10^{18} \text{ } \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ на електропровідність ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з концентрацією домішок поблизу переходу метал-діелектрик в інтервалі температур 4,2–300 К [177].

Для досліджень вибирали НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,008 - 0,025 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Діаметри кристалів становили 35-40 мкм, довжина – 3–4 мм. Після опромінення зразків дозами $6 \cdot 10^{16}$, $2,63 \cdot 10^{17}$; $4 \cdot 10^{17}$, $7,8 \cdot 10^{17}$, $1,2 \cdot 10^{18} \text{ } \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ здійснювалося вимірювання температурної залежності їх електропровідності в інтервалі 4,2–300 К та низькотемпературні вимірювання магнітоопору в полях до 12 Тл.

Результати вимірювання температурної залежності опору опромінених γ -квантами дозою $2,63 \cdot 10^{17} \text{ } \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ елементів сенсорів, закріплених на мідній підкладці, на основі ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,025 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ наведені на рис. 4.5. Як видно з рисунка, опір кристалу практично не змінюється у всьому температурному інтервалі.

Вимірювання магнітоопору при гелієвих температурах опромінених НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ показали його суттєві зміни після опромінення (рис. 4.6). Причому зі збільшенням дози опромінення від $6 \cdot 10^{16} \text{ } \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ до $2,63 \cdot 10^{17} \text{ } \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ він зростає, а при подальшому збільшенні дози опромінення до $1,2 \cdot 10^{18} \text{ } \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ – зменшується.

Одержані результати ще раз підтверджують висунуте припущення про те, що при опроміненні ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ γ -квантами в них не виникає електрично активних дефектів, а лише відбувається делокалізацією носіїв заряду у домішковій зоні кристалу.

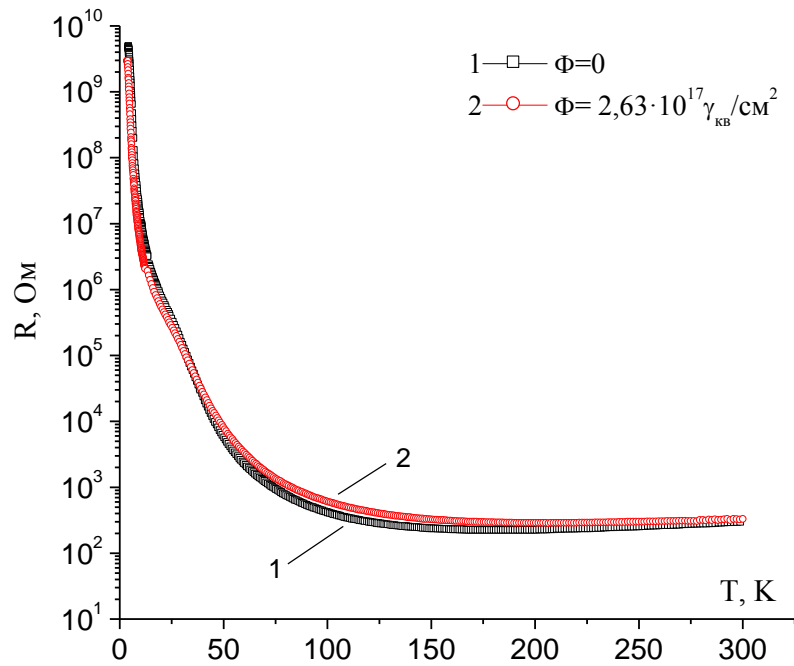


Рис. 4.5. Температурна залежність опору опромінених γ -квантами чутливих елементів сенсорів з НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,025$ Ом·см, закріплених на мідній підкладці

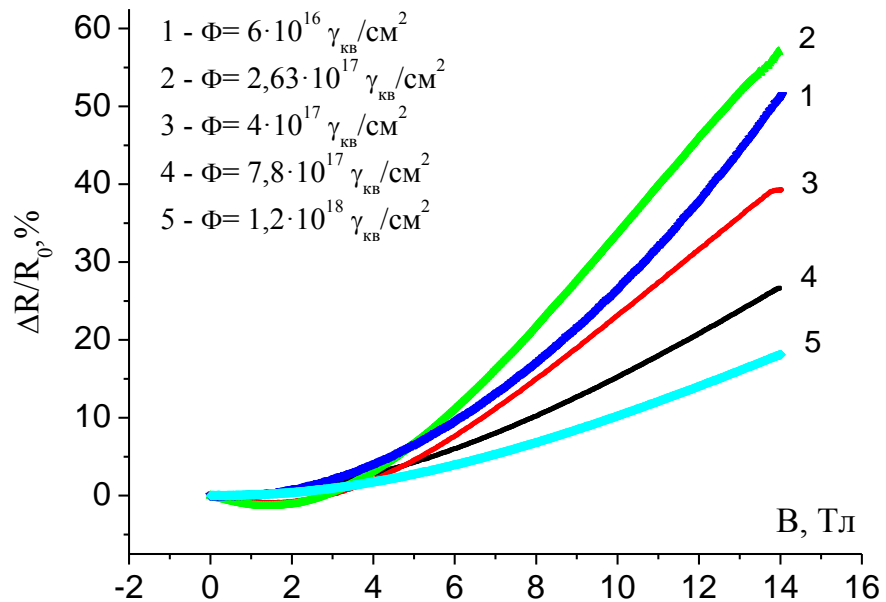


Рис. 4.6. Польова залежність магнітоопору при 4,2 К опромінених γ -квантами чутливих елементів сенсорів з НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,025$ Ом·см, закріплених на мідній підкладці

На рис. 4.7 показана дозова залежність зміни опору НК під впливом опромінення. Наведені результати свідчать про те, що доза $\sim 3 \cdot 10^{17} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ є допустимою дозою для використання даних матеріалів для створення радіаційно стійких сенсорів. Слід, однак, зауважити, що такі сенсори є непридатні для використання при дії сильних магнітних полів, оскільки в опроміненних кристалах спостерігаються значні зміни магнітоопору [172].

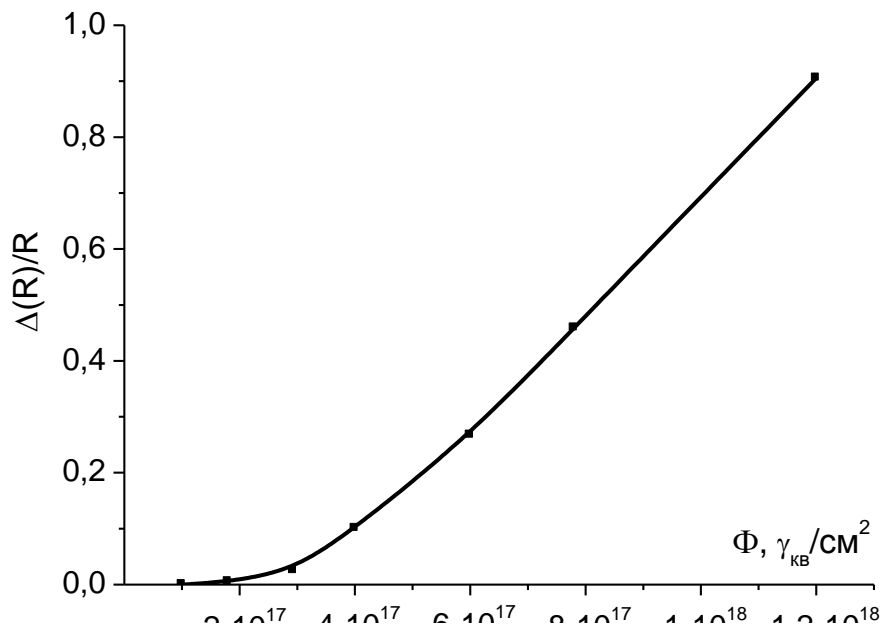


Рис. 4.7. Дозова залежність відносної зміни опору ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,012 \text{ Ом}\cdot\text{см}$

З іншого боку, ми досліджували вплив опромінення на характеристики чутливих елементів сенсорів на основі НК. Так на рис. 4.8 наведено температурну залежність опору опромінених γ -квантами до дози $2,63 \cdot 10^{17} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ чутливих елементів сенсорів з НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,012 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, закріплених на мідній підкладці. Як видно з рис. 4.8, спостерігаються істотні зміни температурної поведінки зміни опору. Проте, як було з'ясовано, причиною виявлених змін є не зміна характеристик матеріалу, а руйнування шару клею, в результаті чого кристал відходить від підкладки і стає недеформованим. Отже, доза $2,63 \cdot 10^{17} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ приводить до

руйнування клею. Тобто, для створення радіаційно стійких сенсорів на основі НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ необхідно шукати інше конструктивне вирішення закріплення чутливого елемента.

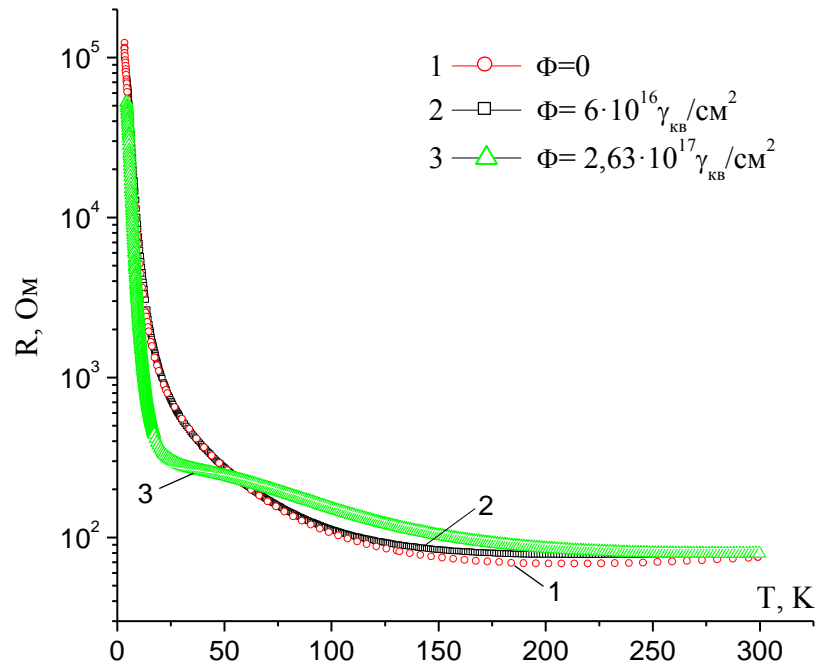


Рис. 4.8. Температурна залежність опору опромінених γ -квантами чутливих елементів сенсорів з НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ з питомим опором $\rho = 0,012$ Ом·см, закріплених на мідній підкладці

На основі ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, в яких було виявлено гігантський п'єзорезистивний ефект, створено сенсори деформації (коефіцієнт тензочутливості $K = 3,5 \cdot 10^4$) з чутливим елементом НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ зі ступенем легування близьким до ПМД з діелектричного боку і питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,012$ Ом·см. Такий тензорезистор дієдатний при температурі 4,2 К, а його робочий діапазон деформацій становить $\pm (1,26 \cdot 10^{-3})$ відн.од. Такі сенсори деформації є надзвичайно чутливими, оскільки високі значення коефіцієнта тензочутливості НК $p\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ впливають на характеристики чутливих елементів сенсорів, створених на їх основі.

Чутливість сенсорів деформації створених на основі таких НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ збільшується більше ніж на порядок в області низьких температур в

порівнянні з сенсорами на основі сильнолегованих ниткоподібних кристалів. Однак необхідно зауважити, що оскільки існує досить істотна залежність від температури як коефіцієнта тензочутливості, так і опору сильнолегованих НК твердого розчину $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, то сенсори деформації на їх основі доцільно використовувати здебільшого при фіксованій температурі (наприклад 4,2 К).

На рис. 4.9 (крива 1) наведено градуювальну характеристику такого тензорезистора при температурі 4,2 К і струмі живлення 5 мА. Точність вимірювання деформації сенсора при 4,2 К становить $\pm 5 \cdot 10^{-6}$ відн.од. Поряд з цим на рис. 4.9 (криві 2–6) наведені зміни градуювальної характеристики сенсорів деформації в залежності від дози опромінення.

Отримані результати свідчать, що ниткоподібні кристали твердого розчину $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ можна використовувати для створення радіаційно стійких високочутливих сенсорів деформації, дієздатних у складних умовах експлуатації (допустима доза опромінення γ -квантами – $3 \cdot 10^{17} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$, магнітне поле з індукцією – до 4 Тл) [177].

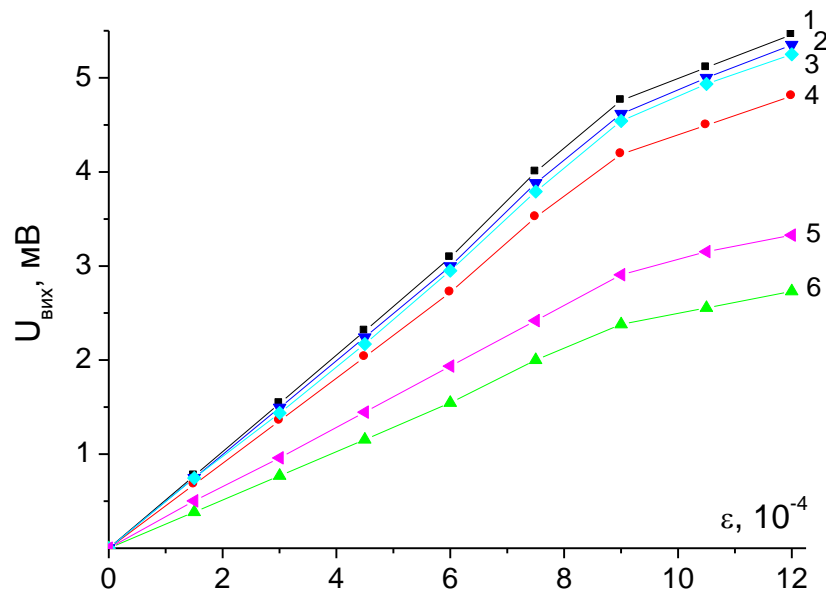


Рис. 4.9. Градувальна характеристика сенсорів деформації з НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,012 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (при температурі 4,2 К і струмі живлення 5 мА) опроміненіх γ -квантами різною дозою: 1 – неопромінений, 2 – $2,63 \cdot 10^{17} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$; 3 – $3 \cdot 10^{17} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$; 4 – $4 \cdot 10^{17} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$; 5 – $8 \cdot 10^{17} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$; 6 – $1 \cdot 10^{18} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$

Висновки до розділу 4

1. Досліджено вплив магнітного поля з індукцією до 14 Тл та опромінення γ -квантами (випромінювання ^{60}Co) з дозами до $1,2 \cdot 10^{18} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ на електропровідність НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x=0,03$) з питомим опором $\rho = 0,008 \div 0,025$ Ом·см в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К.

2. Встановлено, що опір кристалів слабо змінюється в процесі опромінення, тоді як спостерігаються істотні зміни магнетоопору. Показано, що виявлені зміни магнетоопору пов'язані з виникненням дефектів у процесі опромінення, які зумовлюють делокалізацію носіїв заряду у домішковій зоні кристалу.

3. Визначено оптимальні умови легування кристалів для створення радіаційностійких високочутливих сенсорів деформації, дієдатних при дії сильних магнітних полів.

4. Встановлено, що ниткоподібні кристали твердого розчину $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ можна використовувати для створення радіаційностійких високочутливих сенсорів деформації, дієдатних у складних умовах експлуатації (допустима доза опромінення γ -квантами – $3 \cdot 10^{17} \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$, магнітне поле з індукцією до 4 Тл).

РОЗДІЛ 5

ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ ПРОТОНАМИ ТА НЕЙТРОНАМИ НА ВЛАСТИВОСТІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$

5.1. Зміни електричного та магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ зумовлені впливом протонного опромінення

Вивчення поведінки кристалів під дією протонного опромінення є цікавим як з точки зору створення радіаційно стійких сенсорів, так і з можливістю теоретичного моделювання процесів радіаційного дефектоутворення завдяки високій структурній досконалості ниткоподібних кристалів [178].

Вивчено вплив протонного опромінення з дозами до $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ та відпалу за температур 100-300°C на електропровідність ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з концентрацією домішок поблизу переходу метал-діелектрик в інтервалі температур 4,2 – 300 К у магнітних полях з індукцією до 14 Тл [179–184].

Ниткоподібні кристали $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ вирощувались з газової фази в закритій системі у формі гексагональних призм з поздовжньою віссю в кристалографічному напрямку $\langle 111 \rangle$ та поперечним розміром 20–40 мкм. Для вивчення електропровідності НК твердого розчину $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ р-типу провідності за низьких температур було відібрано низку партій кристалів із концентрацією легуючої домішки бору, що відповідає близькості до ПМД з діелектричного боку. Дослідження температурної залежності опору зразків проводилося в широкому інтервалі температур (4,2÷300)К із використанням установки на базі гелієвого кріостату в інтервалі магнітних полів з індукцією до 14 Тл. Опромінення зразків 6,8 МеВ протонами здійснювалося при 40°C на циклотроні У-120 Інституту ядерних досліджень НАН України. Доза опромінення оцінювалася у порівнянні з еталоном і набиралася пропорційно часу опромінення. Слід відзначити, що наведені нижче дози опромінення відповідають дозі еталону, в НК ці дози будуть дещо нижчими завдяки

неповному поглинанню опромінення у зразках малого розміру.

Опромінення протонами дозою $5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ привело до зменшення опору в інтервалі температур 4,2–40 К (рис. 5.1, 5.2), та незначних змін магнітоопору в сильних магнітних полях (10–14 Тл) (рис. 5.3). Слід відзначити, що зміни опору більше виражені при 4,2 К у зразках з більшою концентрацією вільних носіїв: опір зменшується майже у два рази в НК з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,018 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (рис. 5.1), тоді як він зменшується лише на 10% у кристалах з $\rho_{300\text{K}} = 0,025 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (рис. 5.2). При більших дозах опромінення спостерігається істотне зростання опору опромінених НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ порівняно з неопроміненими зразками.

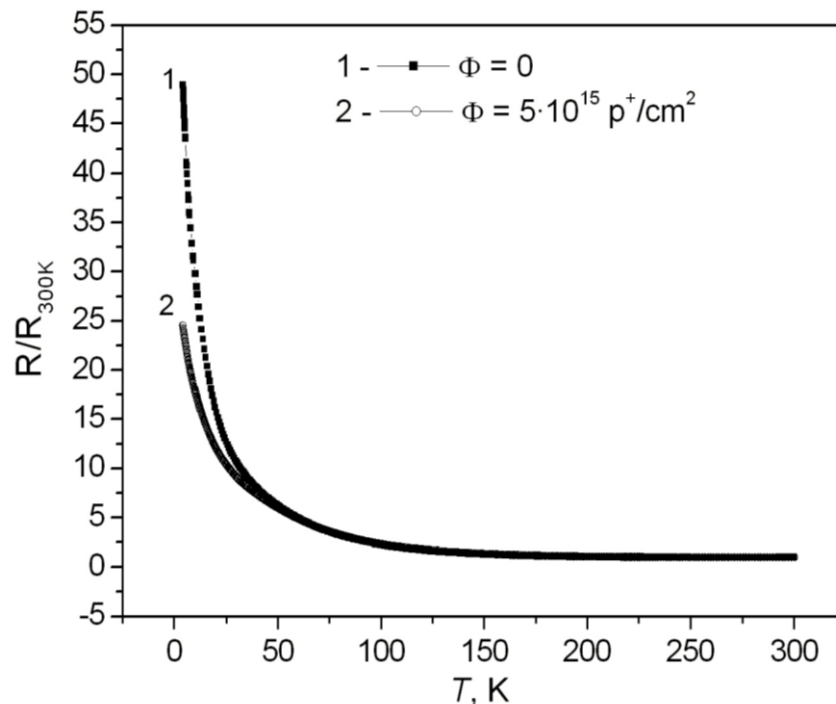


Рис. 5.1. Температурна залежність відносної зміни опору опромінених протонами енергією $E = 6,8 \text{ MeV}$ дозою $5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,018 \text{ Ом}\cdot\text{см}$

На основі наведених результатів неможливо побудувати дозові залежності. Однак, можна припустити, що дози опромінення ($\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{cm}^2$) приводять до виникнення електрично активних радіаційних дефектів, які

зумовлюють появу додаткових носіїв заряду у домішковій зоні кристалу. У результаті опір НК повинен зменшуватися. Незрозумілим у цій ситуації залишається факт виявлення більших змін опору за низьких температур в сильніше легованих кристалах (можна порівняти рис. 5.1 та рис. 5.2).

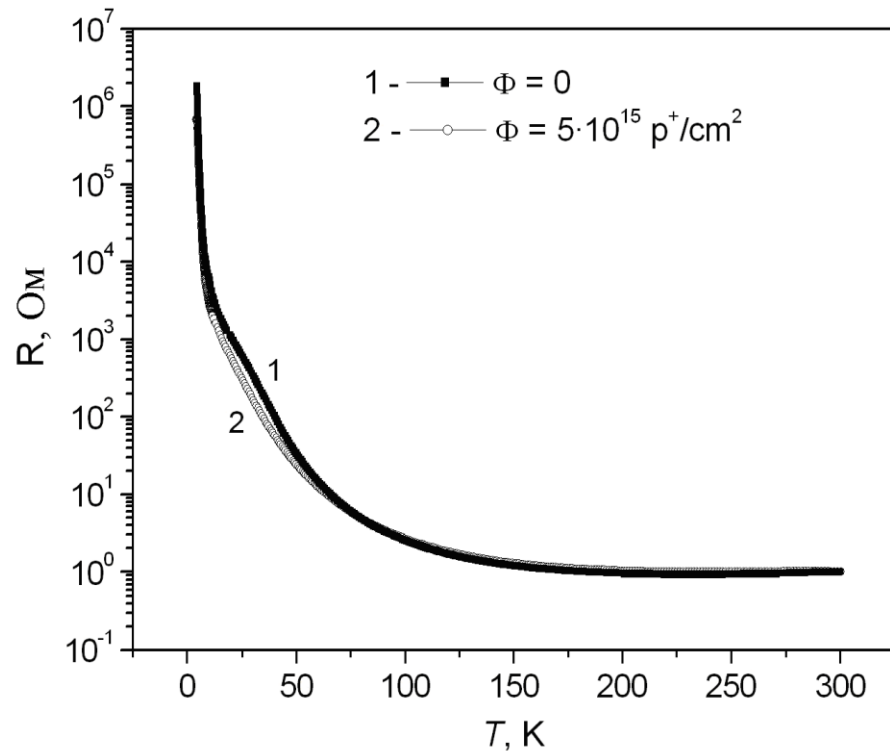


Рис. 5.2. Температурна залежність зміни опору опромінених протонами енергією $E = 6,8 \text{ MeV}$ дозою $5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,025 \text{ Ом}\cdot\text{см}$

Виникнення додаткових носіїв за рахунок опромінення повинно викликати більші зміни у високоомних кристалах. Ми ж спостерігаємо протилежну картину. Тому логічно припустити, що опромінення не приводить до виникнення надлишкових носіїв заряду, а швидше сприяє перерозподілу густини станів у домішковій зоні кристалу. У результаті за цих доз опромінення утворюються збуджені атоми домішки, які одночасно захоплюють два носії заряду з антипаралельними спінами. Наслідком опромінення може бути інверсна заселеність збуджених рівнів домішки. За таких умов переважаючим типом провідності повинна бути стрибкова

провідність по верхній зоні Хаббарда з енергією активації E_2 [185]. У цьому разі опромінення повинно привести до більших змін опору у зразках з більшою концентрацією домішок, що і спостерігається нами експериментально.

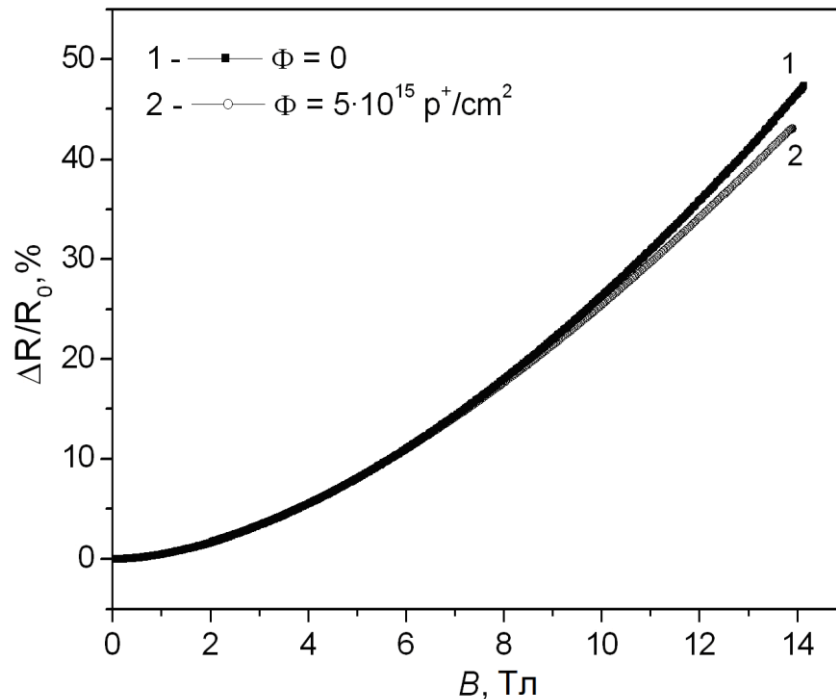


Рис. 5.3. Польова залежність магнітоопору опромінених протонами енергією $E = 6,8$ MeV дозою $5 \cdot 10^{15}$ p⁺/cm² НК Si_{0,97}Ge_{0,03} з питомим опором $\rho = 0,018$ Ом·см

5.2. З'ясування особливостей динаміки радіаційних дефектів у НК Si_{0,97}Ge_{0,03} опромінених 6,8 MeV протонами дозою $5 \cdot 10^{15}$ p⁺/cm²

Особливості динаміки радіаційних дефектів можна дослідити, проводячи різноманітні відпали опромінених кристалів. Нижче зупинимося на аналізі відпалу зразків за температур 100°C та 280°C, опромінених дозою $5 \cdot 10^{15}$ p⁺/cm². Наведені температури відпалу, зокрема 280°C вибирались з умови розпаду дивакансій, комплексів В-V та А-центрів в кристалах з радіаційними дефектами. Як видно з рис. 5.4 та рис. 5.5 відсутність змін на залежностях $R(T)$ вказує на відсутність змін концентрації електрично активних радіаційних дефектів, зумовлених опроміненням кристалів. Зміни

значень магнітоопору (рис. 5.6, 5.7) свідчать про зміну густини станів у домішковій зоні кристала при низьких температурах.

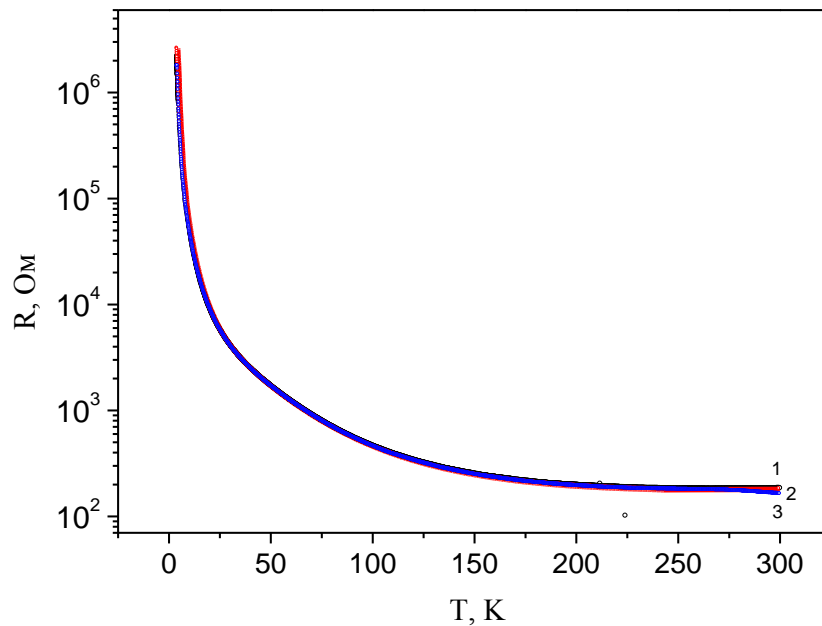


Рис. 5.4. Температурна залежність опору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з $\rho_{300\text{K}} = 0,025 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ опромінених при $T = 40^\circ\text{C}$ протонами з енергією $E = 6,8 \text{ MeV}$ дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{см}^2$: 1 – без відпалу, 2 – відпал при 100°C ; 3 – відпал при 280°C

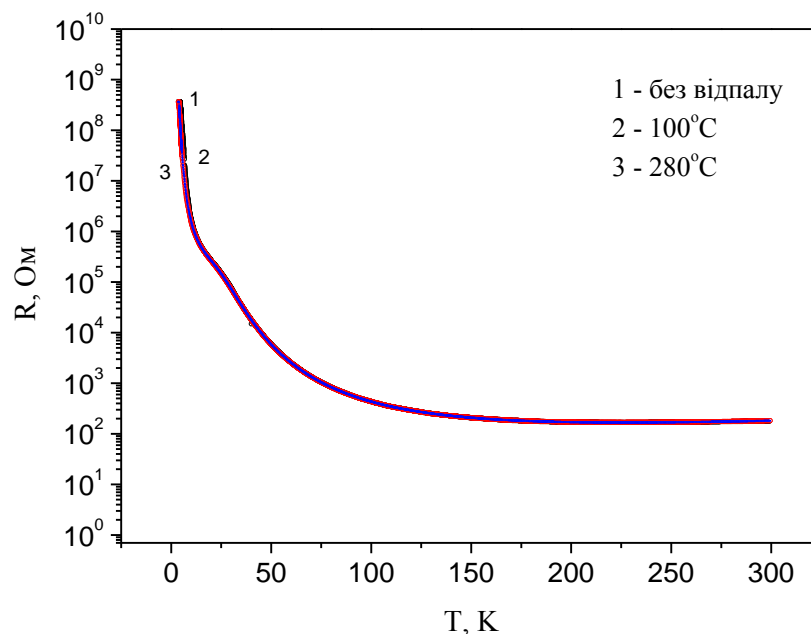


Рис. 5.5. Температурна залежність опору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з $\rho_{300\text{K}} = 0,028 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, опромінених протонами енергією $E = 6,8 \text{ MeV}$ і дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{см}^2$: 1 – без відпалу, 2 – відпал при 100°C ; 3 – відпал при 280°C

В експериментах розглядалися дві серії зразків з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,025 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ і $\rho_{300\text{K}} = 0,028 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, для яких виявлена квадратична польова залежність МО (рис. 5.6) та від'ємний магнітоопір (ВМО) (рис. 5.7), відповідно. Як для одного, так і для іншого зразка відпал зменшує значення МО при 4,2 К (рис. 5.8 та рис. 5.9, відповідно), дещо збільшує значення МО в інтервалі температур 13–30 К (рис. 5.10 та рис. 5.11, відповідно) та зменшує значення МО при температурі 50 К (рис. 5.12 та рис. 5.13, відповідно). Тут доцільно підкреслити, що у зразках, де проявляється ВМО, в області гелієвих температур, а також при температурі $> 40 \text{ К}$ спостерігається квадратична польова залежність магнітоопору.

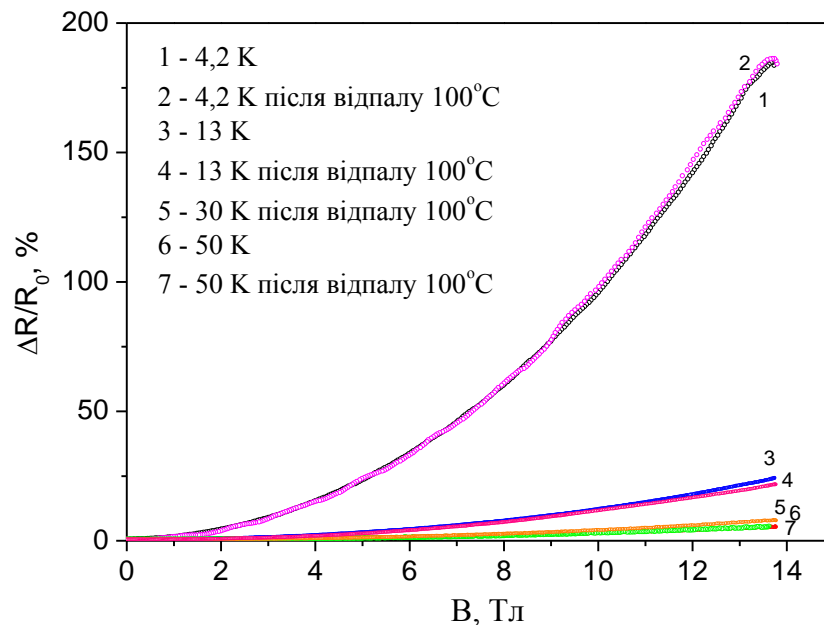


Рис. 5.6. Польова залежність магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з $\rho_{300\text{K}} = 0,025 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ опромінених 6,8 MeV протонами дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{см}^2$

Квадратична залежність МО від поля пояснюється або зонною провідністю, або провідністю по локалізованих станах нижньої зони Хаббарда. Перевірити механізм провідності у кристалі при низьких температурах можна за допомогою визначення енергії активації. Визначені з температурних залежностей опору (рис. 5.1, рис. 5.2) енергії активації вказують на те, що для зразка з $\rho_{300\text{K}} = 0,025 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ в області низьких

температур 4,2 – 40 К реалізується стрибкова провідність по локалізованих станах нижньої зони Хаббарда з енергією $E_3 = 3,5$ меВ тоді як для зразка з $\rho_{300\text{K}} = 0,028$ Ом·см в інтервалі температур 4,2 – 8 К має місце стрибкова провідність по нижній ($E_3 = 0,1$ меВ), а в інтервалі температур 13–30 К – по верхній зоні Хаббарда ($E_2 = 3,6$ меВ).

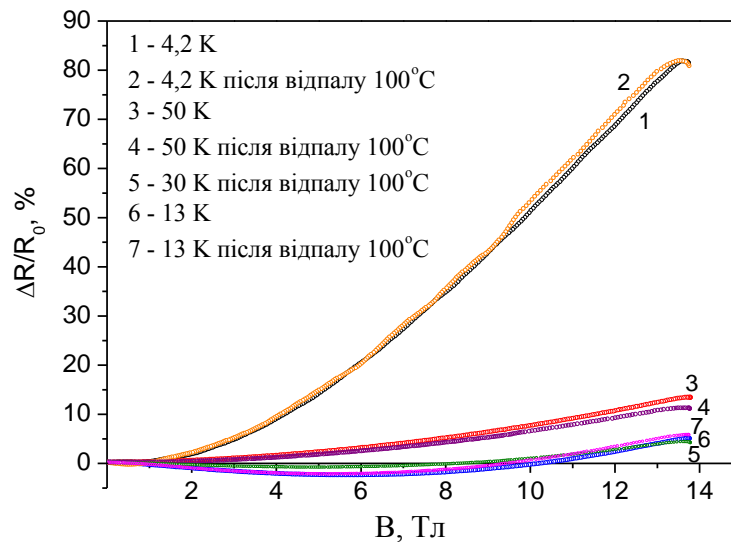


Рис. 5.7. Польова залежність магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з $\rho_{300\text{K}} = 0,028$ Ом·см опромінених 6,8 МеВ протонами дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ p^+/cm^2

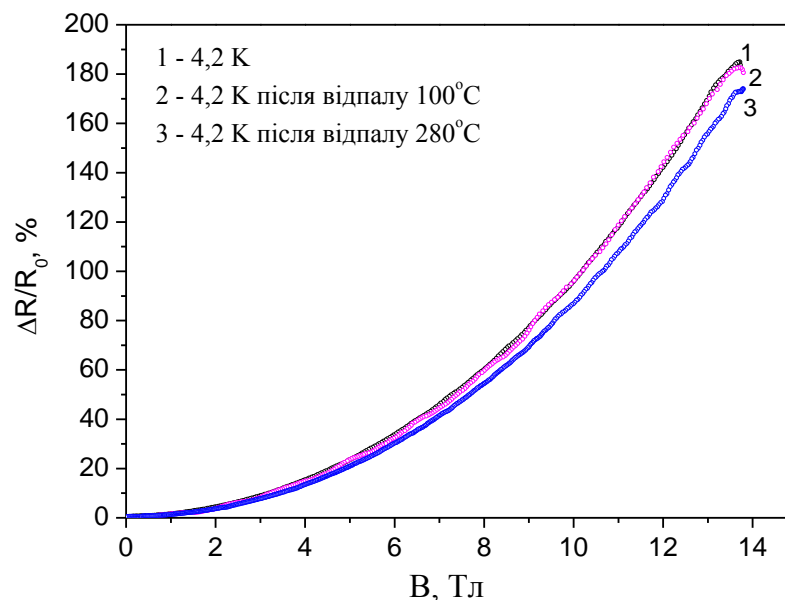


Рис. 5.8. Польова залежність магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ ($\rho_{300\text{K}} = 0,025$ Ом·см) опромінених 6,8 МеВ протонами дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ p^+/cm^2 : 1 – без відпалу, 2 – відпал при 100°C; 3 – відпал при 280°C

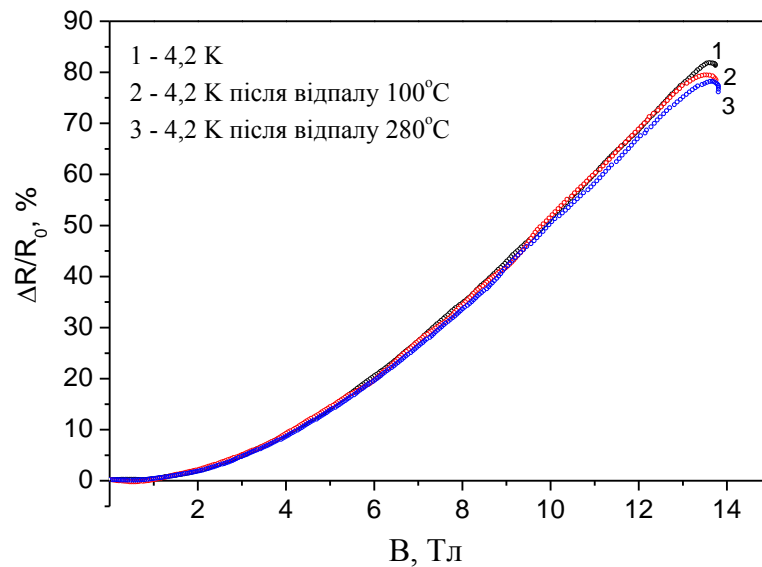


Рис. 5.9. Польова залежність магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ ($\rho_{300\text{K}} = 0,028$ Ом·см) опромінених 6,8 МеВ протонами дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ $\text{p}^+/\text{см}^2$: 1 – без відпалу, 2 – відпал при 100°C ; 3 – відпал при 280°C

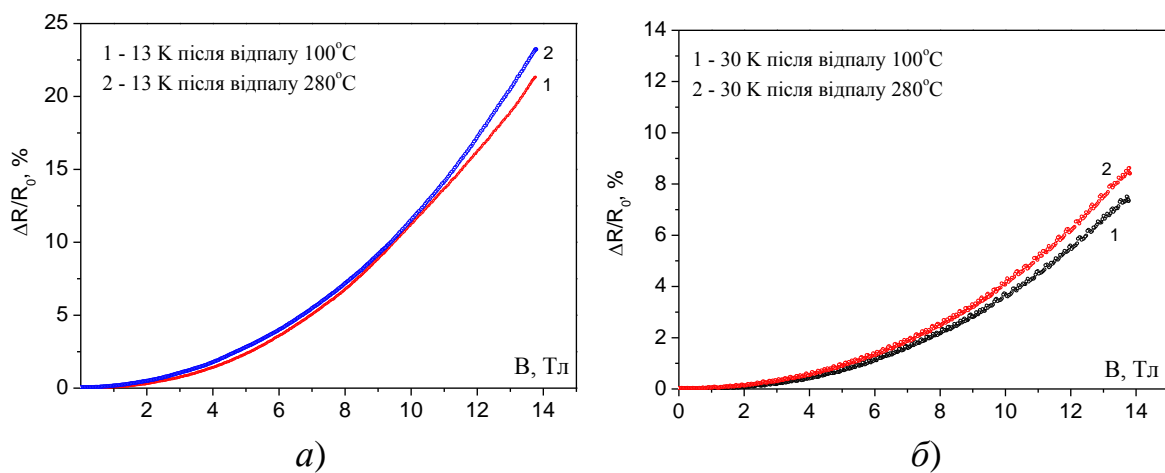


Рис. 5.10. Польова залежність магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ ($\rho_{300\text{K}} = 0,025$ Ом·см) опромінених 6,8 МеВ протонами дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ $\text{p}^+/\text{см}^2$: 1 – без відпалу, 2 – відпал при 100°C ; 3 – відпал при 280°C : а) $T = 13$ К; б) $T = 30$ К

Ці результати ще раз підтверджують раніше висунуте припущення, що опромінення приводить до виникнення двічі зайнятих носіями домішкових станів, яке супроводжується зростанням провідності кристалів. Відпал зразків, в свою чергу, руйнує ці стани – на домішці залишається по одному

носію. У результаті зменшується провідність по верхній зоні Хаббарда, що приводить до зростання магнітоопору та зменшення значення від'ємного магнітоопору в інтервалі температур 13–30 К. З іншого боку, зростає провідність по нижній зоні Хаббарда, що приводить до зменшення опору НК при 4,2 К.

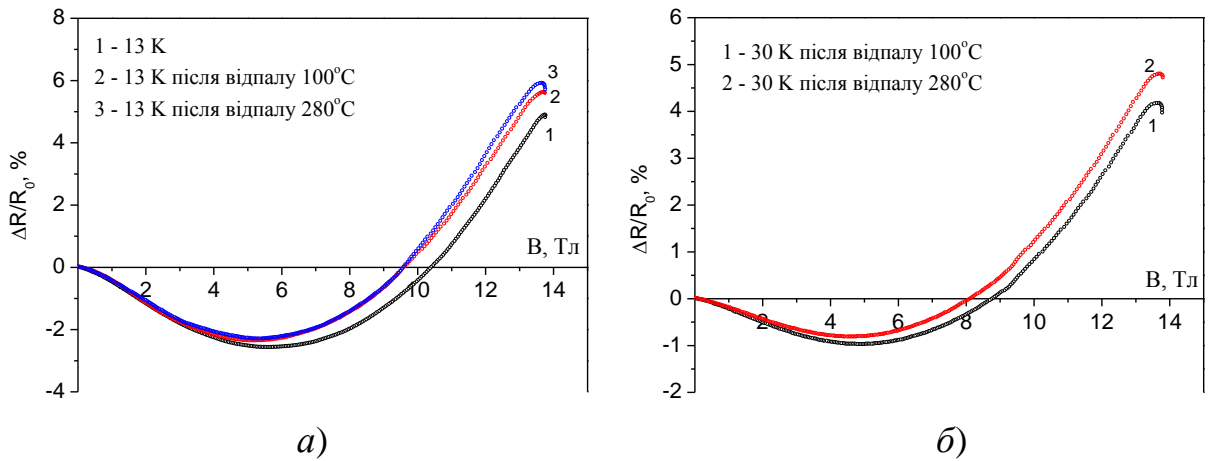


Рис. 5.11. Польова залежність магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ ($\rho_{300\text{K}} = 0,028$ Ом·см) опромінених 6,8 МеВ протонами дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ $\text{p}^+/\text{см}^2$: 1 – без відпалу, 2 – відпал при 100°C ; 3 – відпал при 280°C : а) $T = 13$ К; б) $T = 30$ К

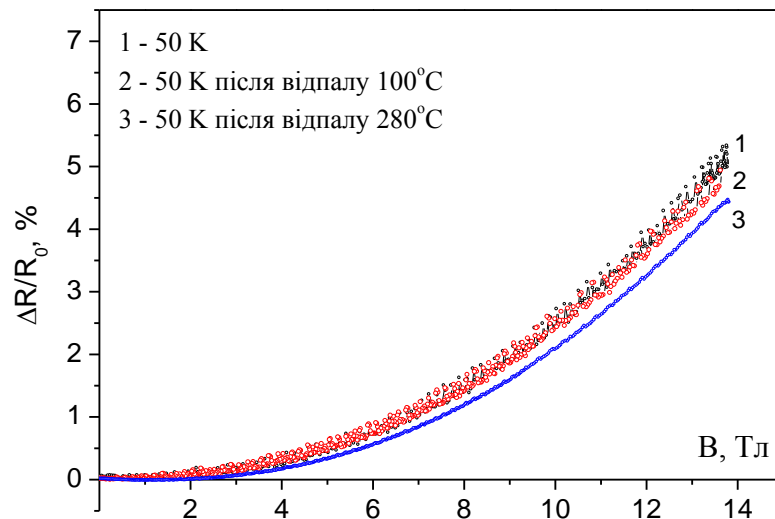


Рис. 5.12. Польова залежність магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ ($\rho_{300\text{K}} = 0,025$ Ом·см) при температурі 50 К опромінених 6,8 МеВ протонами дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ $\text{p}^+/\text{см}^2$: 1 – без відпалу, 2 – відпал при 100°C ; 3 – відпал при 280°C

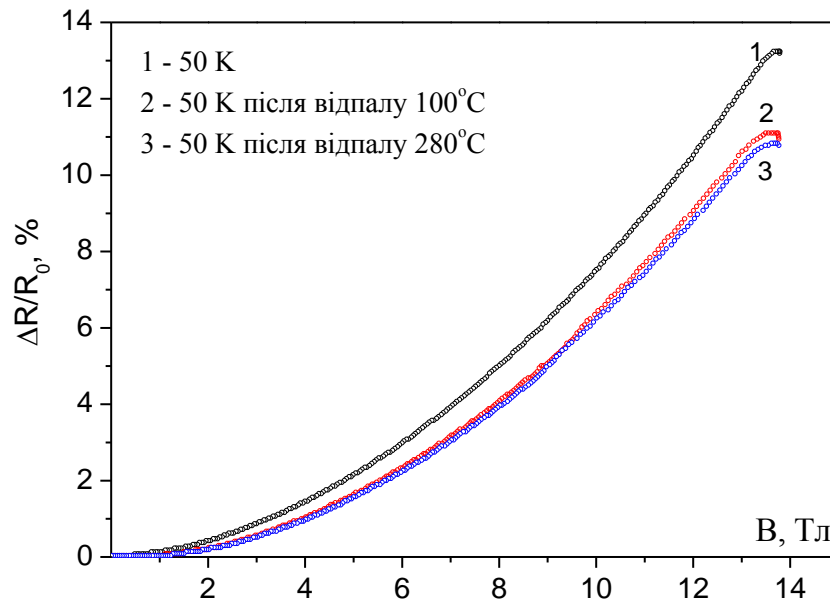


Рис. 5.13. Польова залежність магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ ($\rho_{300\text{K}} = 0,028$ Ом·см) при температурі 50 К опроміненіх 6,8 МеВ протонами дозою $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ $\text{p}^+/\text{см}^2$: 1 – без відпалу, 2 – відпал за 100°C; 3 – відпал при 280°C

5.3. Особливості магнітної сприйнятливості та магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опроміненіх 6,8 МеВ протонами дозою $1 \cdot 10^{17}$ $\text{p}^+/\text{см}^2$

5.3.1. Дослідження магнітної сприйнятливості

На рис. 5.14 приведено залежності магнітної сприйнятливості від напруженості магнітного поля НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опроміненіх протонами і вихідного зразка. Опромінення дозами до $1 \cdot 10^{15}$ $\text{p}^+/\text{см}^2$ не привело до зміни МС. Збільшення дози опромінення до $5 \cdot 10^{15}$ $\text{p}^+/\text{см}^2$ приводить до появи парамагнітної складової магнітної сприйнятливості (рис. 5.14, крива 2). За її лінійним характером можна зробити висновок про утворення в НК у процесі опромінення диспергованих парамагнітних центрів, між якими відсутня взаємодія. При дозі опромінення $1 \cdot 10^{17}$ $\text{p}^+/\text{см}^2$ крім парамагнітної складової, появляється нелінійність залежності магнітної сприйнятливості від напруженості магнітного поля. Це свідчить про те, що у даному випадку, поряд з диспергованими парамагнітними центрами в кристалах формуються деякі їх скупчення (кластери). Вони поведуть себе подібно до

ланжевенівського парамагнетизму атомів, які володіють магнітним моментом в 10^3 - 10^5 разів більшим від магнітного моменту окремих атомів. Як відомо, опромінення протонами приводить до утворення в матеріалі не тільки різного роду точкових дефектів, але й до утворення, так званих, областей розупорядкування, які, очевидно, можуть слугувати центрами утворення магнітних нанокластерів.

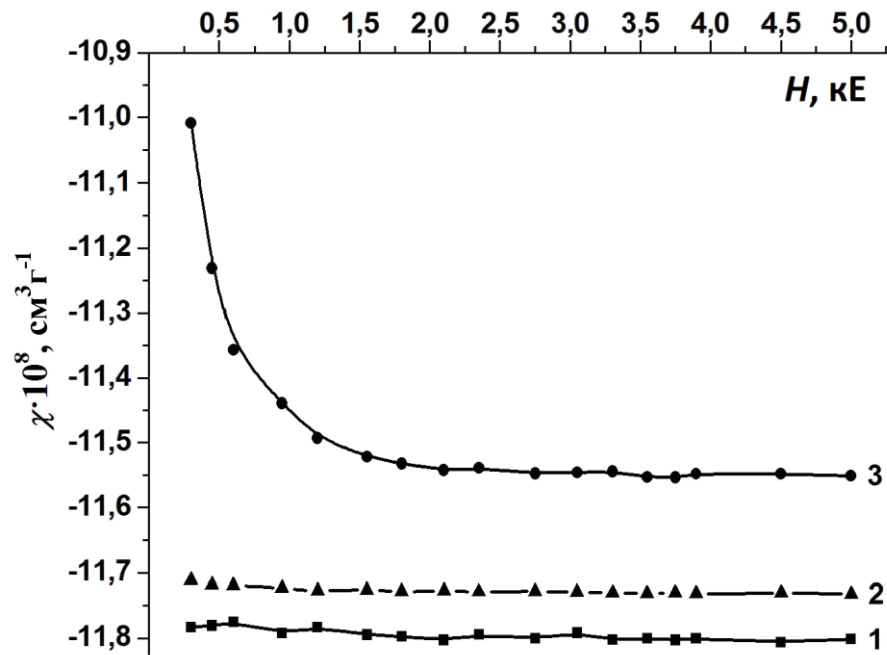


Рис. 5.14. Залежність магнітної сприйнятливості від напруженості магнітного поля НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$: 1 – вихідний зразок, 2 – опромінений протонами дозою $5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{cm}^2$, 3 – опромінений протонами дозою $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{cm}^2$

Для аналізу експериментальних залежностей магнітної сприйнятливості від напруженості магнітного поля $\chi(H)$ (рис. 5.14, крива 3) використаємо теоретичну модель, детально описану нами у розділі 3:

$$\chi(H) = N_K M_K \cdot \left(\frac{M_K}{kT} \cdot \left(1 - \text{cth}^2 \left(\frac{M_K}{kT} \cdot H \right) \right) + \frac{kT}{M_K \cdot H^2} \right) + \chi_{\text{нар}} + \chi_{\text{сп}}. \quad (5.1)$$

Апроксимуючи експериментальні залежності $\chi(H)$ теоретичним виразом (5.1) оцінено відповідні величини. Для цього скористаємося

програмою Origin 6. Для полегшення роботи введемо позначення:

$$P1 = N_K N_0 M_B g \sqrt{s(s+1)};$$

$$P2 = \frac{N_0 M_B g \sqrt{s(s+1)}}{kT};$$

$$P3 = \chi_{нар};$$

$$P4 = \chi_{зр} = -11,8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \Gamma^{-1}.$$

Тоді

$$\chi(H) = P1 \cdot \left(P2 \cdot (1 - \text{cth}^2(P2 \cdot H)) + \frac{1}{P2 \cdot H^2} \right) + P3 + P4. \quad (5.2)$$

За допомогою комп'ютерних обчислень ми отримали параметри P1, P2 і P3, при яких спостерігається найкраще узгодження теоретичної функції (5.1) з експериментальними точками (рис. 5.15).

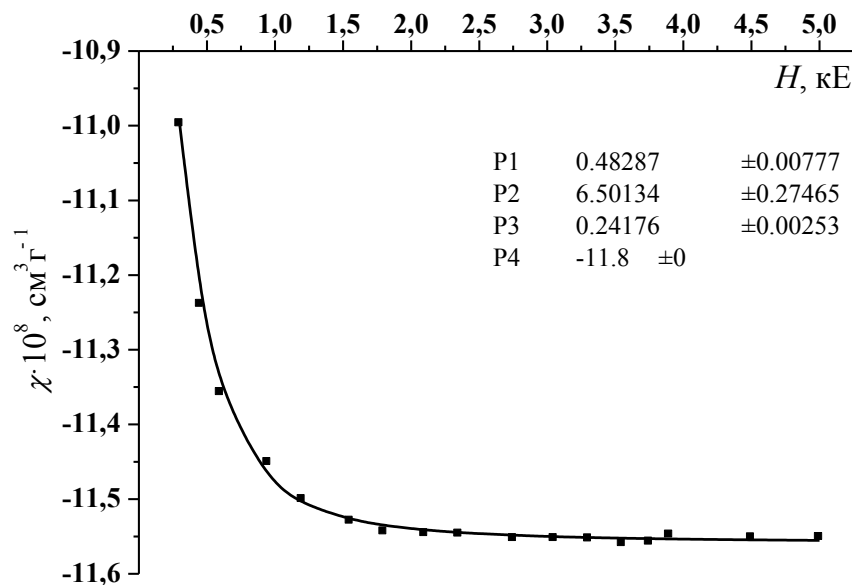


Рис. 5.15. Апроксимація експериментальних залежностей $\chi(H)$ теоретичним виразом 5.2

Отримані параметри P1, P2 і P3 були використані для визначення величин N_K , N_0 і $\chi_{нар}$ відповідно за формулами:

$$N_K = \frac{P1}{N_0 M_B g \sqrt{s(s+1)}} = \frac{P1}{kT P2}; \quad N_0 = \frac{kT P2}{M_B g \sqrt{s(s+1)}}, \quad P3 = \chi_{нар},$$

враховуючи, що

$$M_B = 9,27 \cdot 10^{-21} \frac{erg}{Gs}; \quad k = 1,387 \cdot 10^{-16} \frac{erg}{grad}.$$

З побудови функції розподілу кластерів за їх величиною (рис 5.16) визначено найбільш імовірні розміри кластерів (D , нм). Результати обчислень приведено в таблиці 5.1.

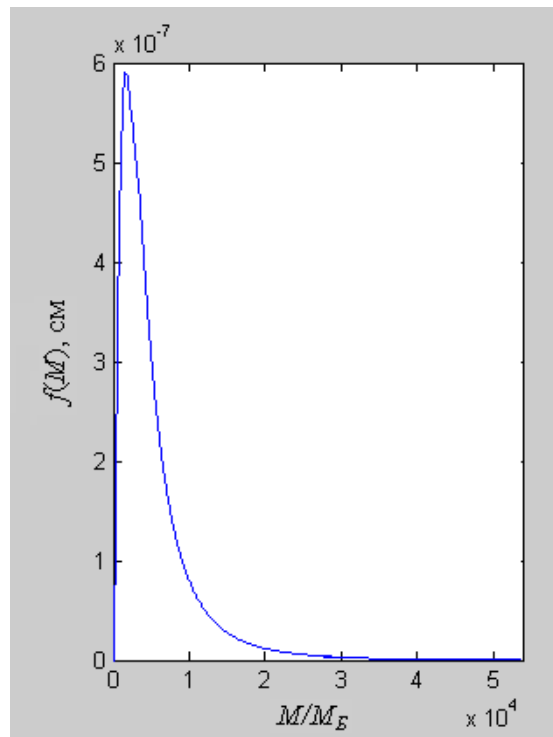


Рис. 5.16. Розподіл кластерів за розмірами

Таблиця 5.1.

Обчислені параметри за результатами апроксимації експериментальних залежностей $\chi(H)$ теоретичним виразом (5.2)

Зразок $Si_{0,97}Ge_{0,03}$	$\chi_{нар}, \text{см}^3 \cdot \Gamma^{-1}$	$N_0, 1/\text{кластер}$	$N_K, \text{см}^{-3}$	$D, \text{нм}$
вихідний	—	—	—	—
$\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{см}^2$	$0,1 \cdot 10^{-8}$	—	—	—
$\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{см}^2$	$0,24 \cdot 10^{-8}$	$1,62 \cdot 10^4$	$1,85 \cdot 10^9$	6

Далі зразки опромінені дозою $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ піддавалися термообробці при температурах 200°C , 300°C і 500°C тривалістю по 2–3 год. та повторному вимірюванню МС. Відпал зразків проводився у трубчастій печі на повітрі. Точність регулювання температури становила $\pm 5^\circ\text{C}$. Результати представлено на рис. 5.17.

Як бачимо, після відпалів НК SiGe опроміненних протонами при температурах 200°C та 300°C значення їх магнітної сприйнятливості поступово наближається до вихідного зразка, і лише після відпалу при 500°C повністю співпадає з ним. Це свідчить про складний процес руйнування вторинних радіаційних дефектів.

Результати більш детальніших експериментальних досліджень представлено на рис. 5.18, 5.19. Зокрема, на рис. 5.18 представлено залежності магнітної сприйнятливості від тривалості відпалу при температурах 200°C , 300°C та 500°C , а на рис. 5.19 залежність МС від температури відпалу в інтервалі $100\text{--}550^\circ\text{C}$.

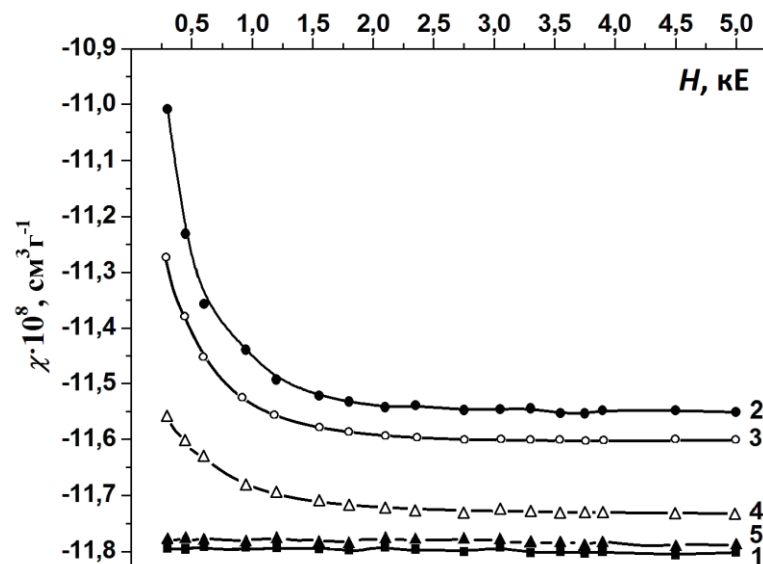


Рис. 5.17. Залежність магнітної сприйнятливості від напруженості магнітного поля НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$: 1 – вихідний зразок; 2 – опромінений протонами дозою $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{cm}^2$; 3 – опромінений $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ після відпалу при 200°C ; 4 – опромінений $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ після відпалу при 300°C ; 5 – опромінений $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ після відпалу при 500°C

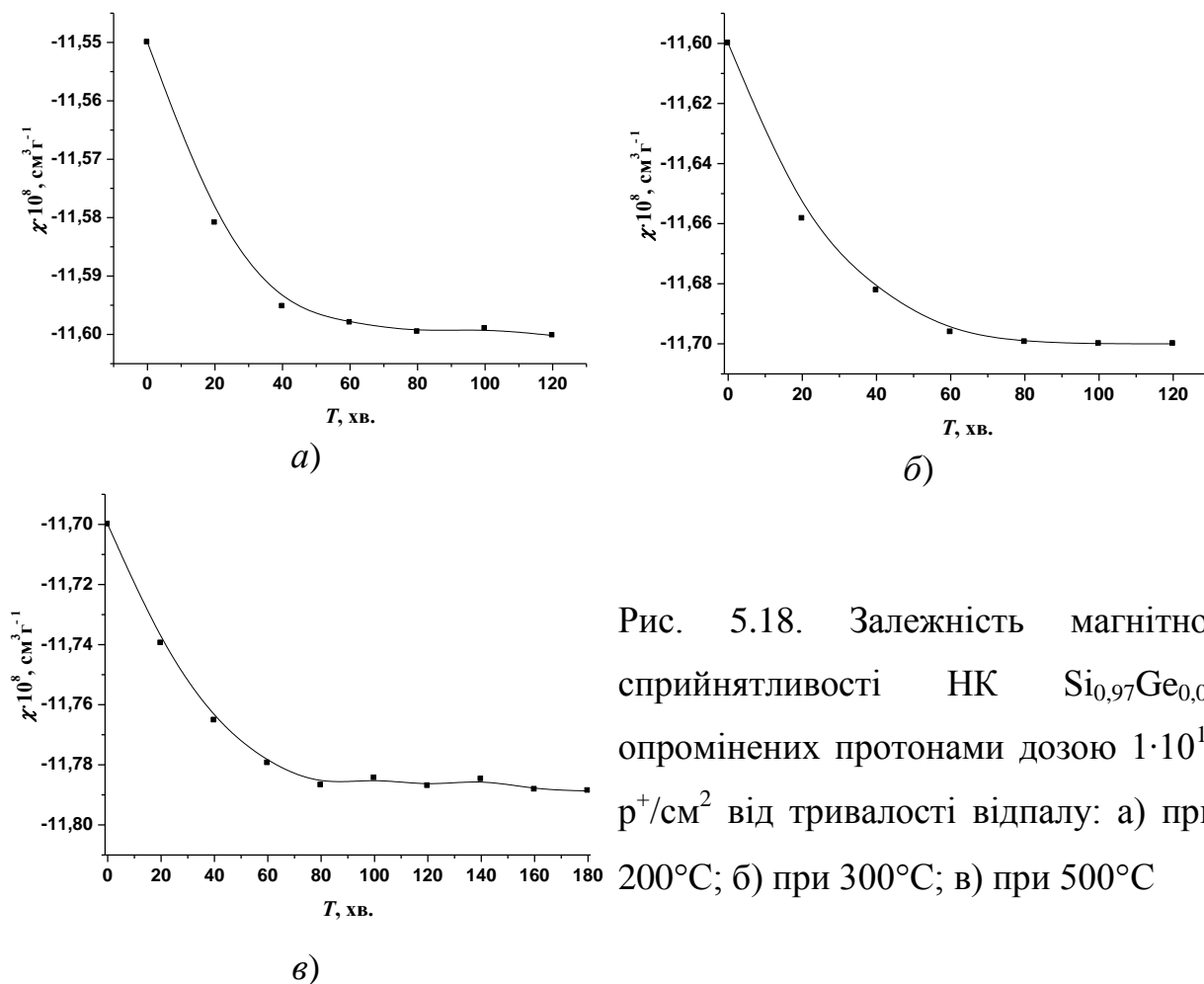


Рис. 5.18. Залежність магнітної сприйнятливості НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опромінених протонами дозою $1 \cdot 10^{17} \text{p}^+/\text{cm}^2$ від тривалості відпалу: а) при 200°C ; б) при 300°C ; в) при 500°C

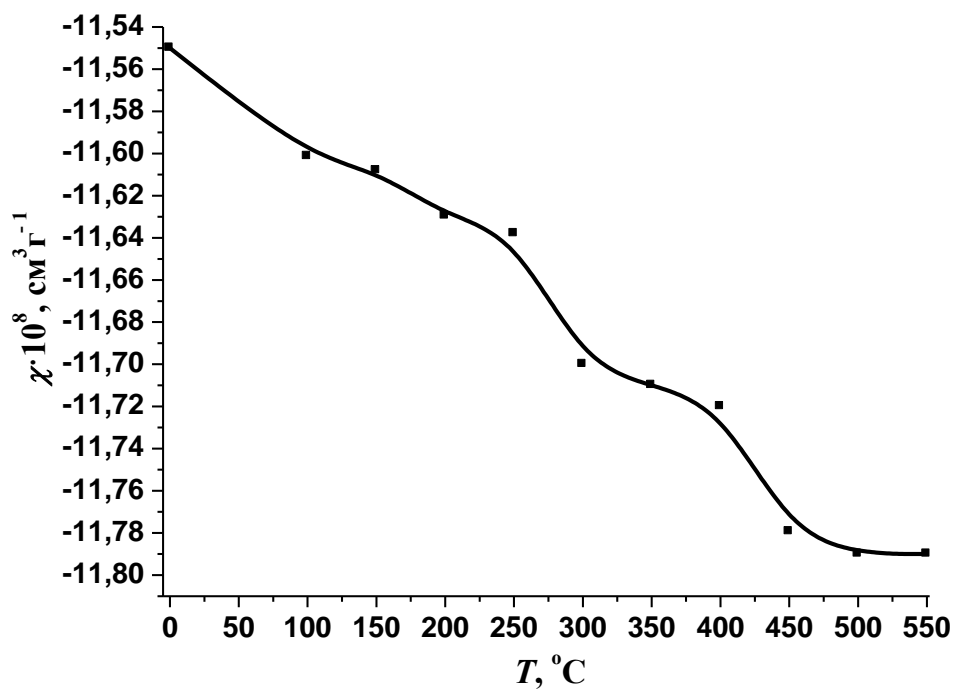


Рис. 5.19. Залежність магнітної сприйнятливості НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опромінених протонами дозою $1 \cdot 10^{17} \text{p}^+/\text{cm}^2$ від температури відпалу

Як відомо [186], основними типами дефектів у монокристалічному кремнії є: комплекс вакансія-кисень (А-центр, VO), дивакансії (V_2), комплекс донор-вакансія (Е-центр), комплекс бор-вакансія (В-V). При протонному опроміненні в зразках кремнію утворюються не тільки точкові радіаційні дефекти, а й, так звані, області розупорядкування дивакансійного типу [187]. Автори [188] при дослідженні відпалу дивакансій в кремнії, який містить області розупорядкування, спостерігали три стадії відпалу дивакансій в температурному інтервалі 100–200°C з енергією активації 1,0 еВ; 200–300°C – 1,3 еВ та 300–500°C – 1,5 еВ. Це пов'язують з різним положенням дивакансій: в ядрі кластера, в області просторового заряду кластера та в провідній матриці кремнію. Автори [189] вважають, що, оскільки при 150°C дивакансії нерухомі, то їх відпал може бути описаний рекомбінацією з рухливими міжвузловими атомами.

Таким чином, можна припустити що в нашому випадку в інтервалі 100–500°C відбувається відпал А-центрів та дивакансій, які, як відомо [190], є магнітно активними.

5.3.2. Дослідження електричного та магнітоопору

Встановлено, що при опроміненні НК $Si_{0,97}Ge_{0,03}$ протонами дозою $1 \cdot 10^{17}$ p^+/cm^2 спостерігається суттєве збільшення опору навіть у кристалах з питомим опором $\rho_{300K} = 0,025$ Ом·см у порівнянні з неопроміненими зразками (рис. 5.20), а також значна зміна магнітоопору в низькотемпературній області (рис. 5.21, 5.22).

Як видно з рис. 5.21, 5.22, при всіх температурах вимірювання опір опромінених НК не залежить від магнітного поля в слабих полях, задовольняючи умову слабого поля $\mu_p^2 B^2 \ll 1$, де $\mu_p \approx 10^3$ $cm^2/(B \cdot c)$ – рухливість дірок [78]. Далі при збільшенні магнітного поля опір помітно зростає. З'ясуємо природу такої поведінки магнітоопору.

Відомо, що для випадку слабких магнітних полів існує напівкласична

аналітична залежність питомого опору напівпровідників від індукції магнітного поля [191] з якої випливає, що ця залежність виникає тільки у випадку наявності в напівпровіднику більше одного типу вільних носіїв заряду.

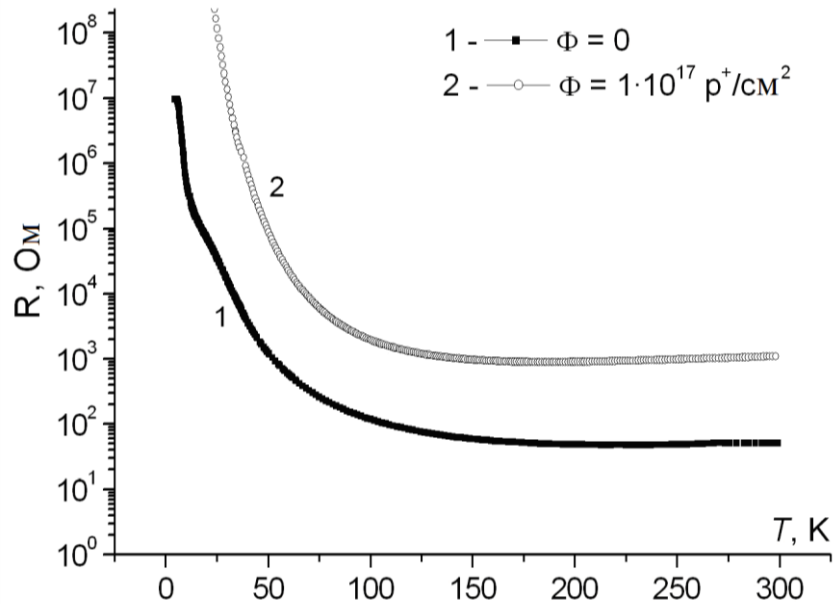


Рис. 5.20. Температурна залежність опору опромінених 6,8 МеВ протонами дозою $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,025 \text{ Ом}\cdot\text{см}$

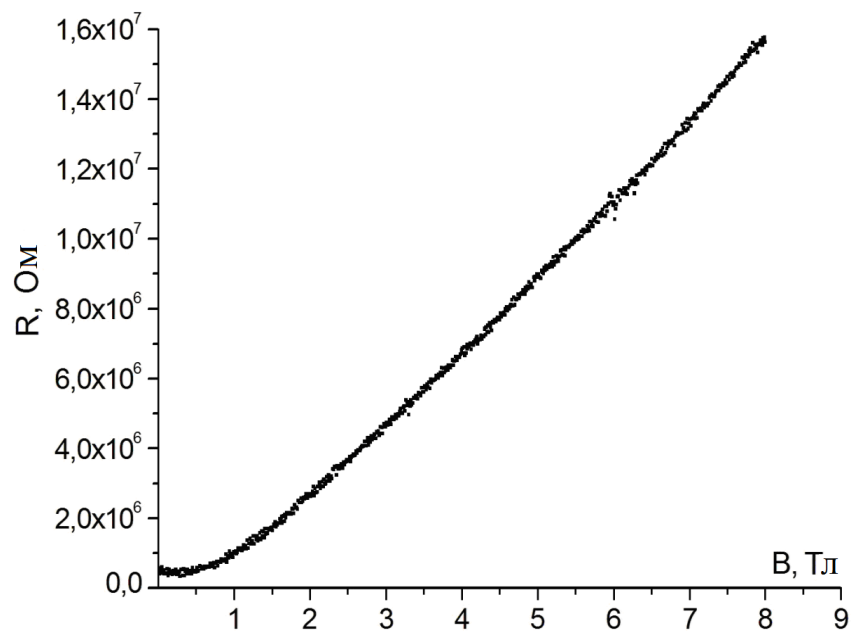


Рис. 5.21. Польова залежність магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опромінених 6,8 МеВ протонами дозою $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ при температурі вимірювання 41 К

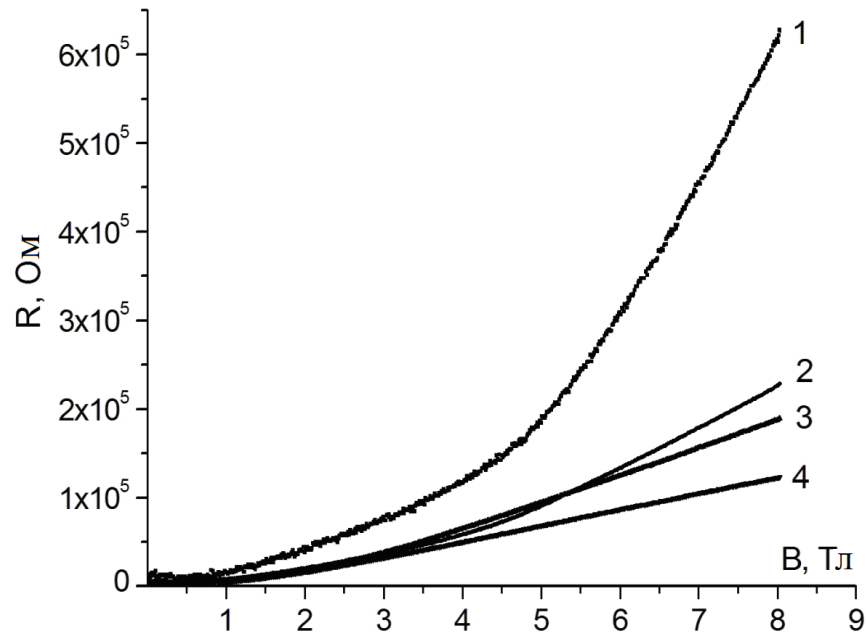


Рис. 5.22. Польова залежність магнітоопору НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опромінених 6,8 МеВ протонами дозою $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{см}^2$: 1 – при температурі вимірювання 65 К; 2 – 75 К; 3 – 80 К; 4 – 89 К

Для того, щоб з'ясувати чи підпорядковуються наші експериментальні дані, показані на рис. 5.21, 5.22, цій моделі, оцінимо концентрації дірок та електронів у зразках при температурах вимірювання $T = 41 \text{ К}$ та $T = 89 \text{ К}$. При $T = 41 \text{ К}$ враховуючи, що питомий опір при відсутності магнітного поля $\rho_0 = 25 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, а рухливість дірок $\mu_p \approx 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [79], одержуємо

$$p = \frac{1}{e\rho\mu_p} \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}. \quad (*)$$

Із залежності власної концентрації вільних носіїв заряду від температури для кремнію [192]

$$\lg(np) = -3460 \frac{1}{T} + 21,5$$

одержуємо, що при $T = 41 \text{ К}$, $n \approx 10^{-134} \text{ см}^{-3}$, тобто вільні електрони практично відсутні. При $T = 89 \text{ К}$, $n \approx 10^{-47} \text{ см}^{-3}$, що означає те ж саме. Таким чином, у зразках присутній тільки один тип вільних носіїв заряду, що в напівкласичній моделі магнітоопору повинно привести до його відсутності. Дійсно, в полях

до $0,6 \div 0,8$ Тл це так. Наявність магнітоопору в полях більших $0,8$ Тл потребує пояснення поза рамками вище вказаної моделі. Річ у тім, що параметри вільних носіїв заряду, такі як концентрація і рухливість, самі залежать від магнітного поля, зокрема, зменшуються з його зростанням.

Визначимо, що зумовлює зростання опору зі збільшенням магнітного поля: зменшення концентрації вільних носіїв заряду (так зване магнітне виморожування), чи зменшення їх рухливості?

Механізм магнітного виморожування полягає в наступному. У магнітному полі, як зона провідності, так і валентна зона розщеплюються на рівні Ландау. При цьому дно зони провідності (нижній рівень Ландау) піднімається, а верх валентної зони понижується, розширюючи заборонену зону (див. схематичний рис. 5.23), повертаючи частину електронів із зони провідності назад у валентну зону або на донорний рівень, а також із акцепторного рівня назад у валентну зону. Таким чином, магнітне поле впливає так як і пониження температури – зменшує концентрацію вільних носіїв заряду, як у зоні провідності, так і у валентній зоні.

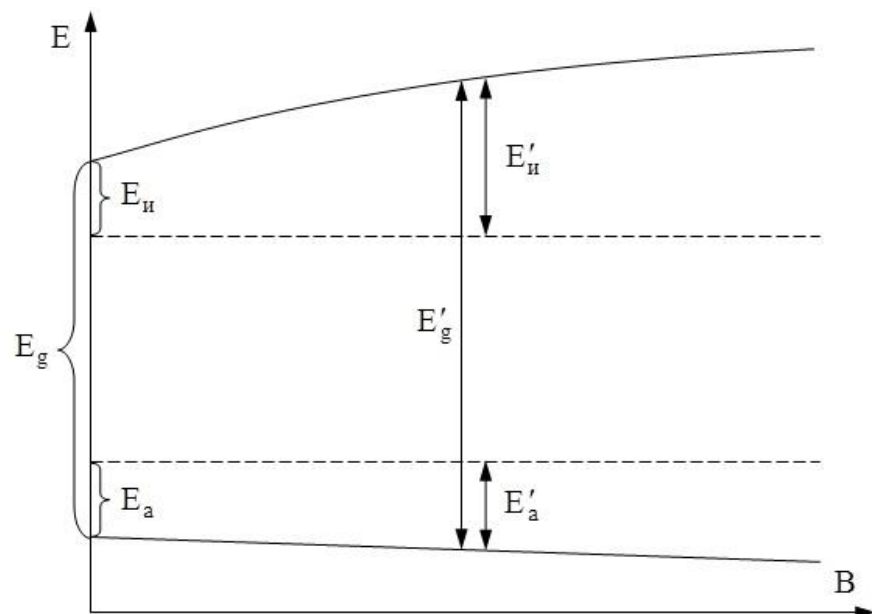


Рис. 5.23. Схематична залежність нижнього рівня зони провідності та верхнього рівня валентної зони від магнітного поля у напівпровіднику. E_g , E_a , E_u – ширина забороненої зони, енергія активації акцептора та енергія іонізації донора відповідно. E'_g , E'_a , E'_u – ті ж величини у магнітному полі

Для з'ясування впливу магнітного виморожування обчислимо енергію іонізації домішкових атомів у різних магнітних полях.

За нахилом прямої $\ln R = f(1/T)$ (рис. 5.24) вона становить 0,072 еВ. Цей рівень може бути пов'язаний з комплексами $C_{2i}O_{2i}$ [193].

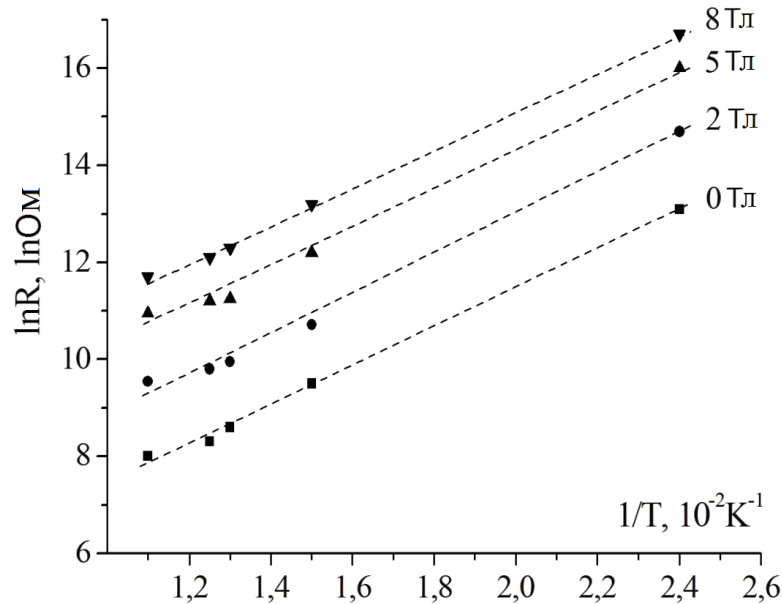


Рис. 5.24. Залежність логарифма опору від оберненої температури в різних магнітних полях НК $Si_{0,97}Ge_{0,03}$ опромінених 6,8 МеВ протонами дозою $1 \cdot 10^{17} p^+ / cm^2$

З графіка видно, що енергія іонізації домішки практично не залежить від магнітного поля. Це означає, що енергія домішкового рівня практично не залежить від магнітного поля, що в свою чергу говорить про незалежність концентрації дірок від магнітного поля.

Таким чином, суттєвий магнітоопір при всіх досліджених температурах пов'язаний з магнітопольовим зменшенням рухливості вільних носіїв заряду (дірок). З формули (*), враховуючи, що питомий опір залежить від магнітного поля, а концентрація дірок від поля не залежить отримаємо залежність рухливості дірок від величини магнітного поля

$$\mu_p(B) = \frac{1}{e\rho(B)}.$$

Результати цих обчислень показано на рис. 5.25. Концентрація дірок від

магнітного поля практично не залежить, тому можна зробити висновок, що розширення забороненої зони у магнітних полях до 8 Тл є незначним.

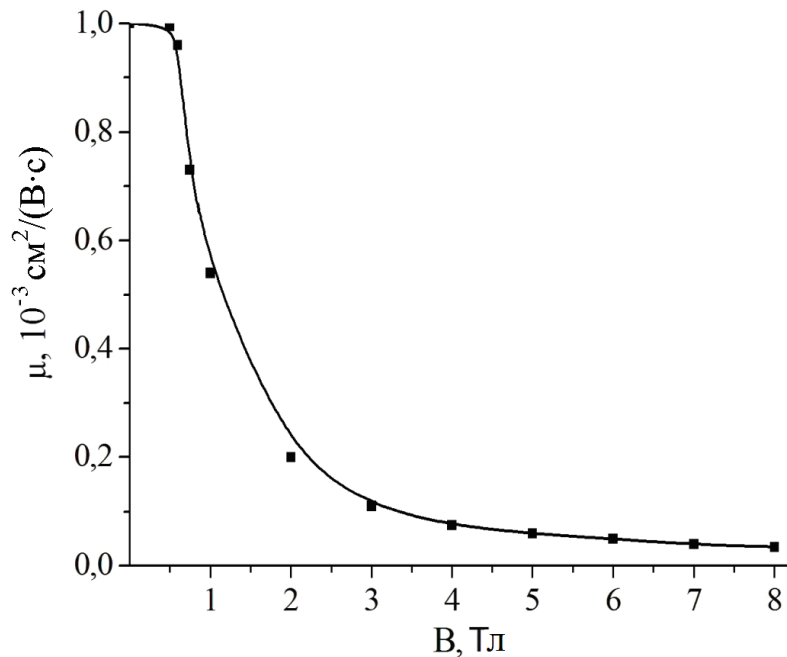


Рис. 5.25. Залежність рухливості вільних носіїв заряду (дірок) від магнітного поля в НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опромінених 6,8 MeV протонами дозою $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{cm}^2$

5.4. Магнітні та магніторезистивні характеристики НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опромінених нейтронами

Досліджено вплив опромінення швидкими нейтронами дозою $8,6 \cdot 10^{17} \text{ n}/\text{cm}^2$ на магнітні та магніторезистивні властивості $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$. Опромінення проводилося на ВВР Інституту ядерних досліджень НАН України. Для експерименту відібрано НК діаметром 35-40 мкм і довжиною 2–3 мм, *p*-типу провідності з питомим опором $\rho = 0,018 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.

Після опромінення проводились вимірювання магнітної сприйнятливості в магнітних полях 0,3–5,0 кЕ при кімнатній температурі [192, 194]. На рис. 5.26 приведено залежності магнітної сприйнятливості від напруженості магнітного поля НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0,03$) опромінених нейтронами (рис. 5.26, крива 2) та вихідних зразків (рис. 5.26, крива 1).

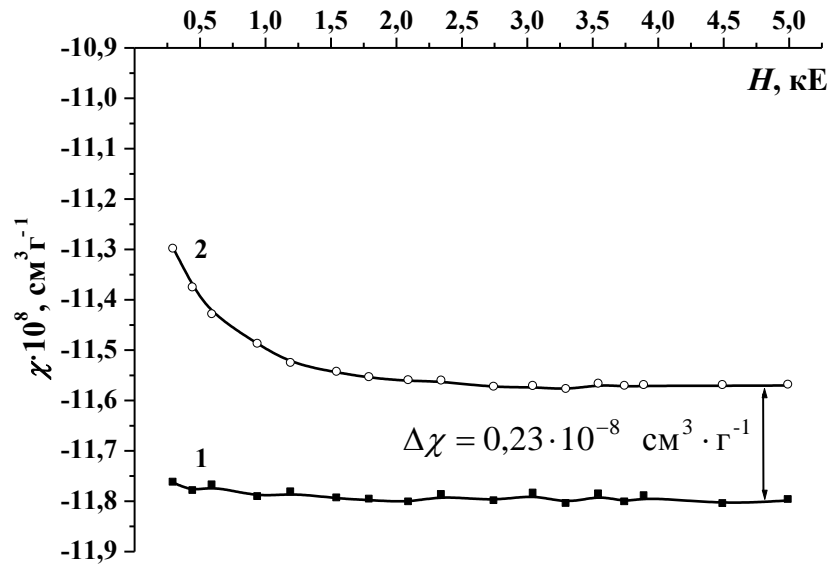


Рис. 5.26. Залежність магнітної сприйнятливості від напруженості магнітного поля НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$: 1 – вихідний зразок, 2 – опромінений нейтронами дозою $8,6 \cdot 10^{17} \text{ н/см}^2$

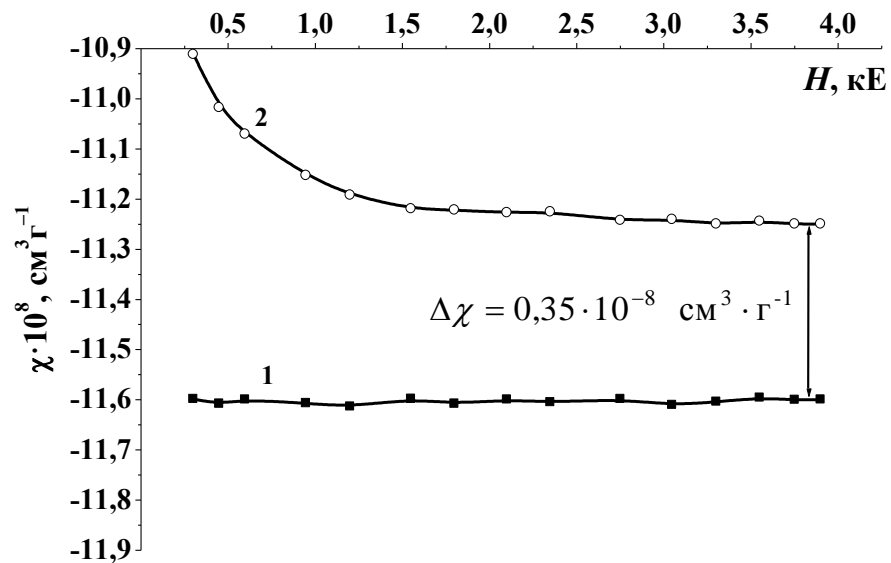


Рис. 5.27. Залежність магнітної сприйнятливості від напруженості магнітного поля монокристалічного Cz-Si : 1 – вихідний зразок, 2 – опромінений нейтронами дозою $8,6 \cdot 10^{17} \text{ н/см}^2$

Для порівняння впливу нейтронного опромінення на МС на рис. 5.27 представлено таку ж залежність для об'ємних зразків монокристалічного Cz-Si вирощеного в напрямку $\langle 100 \rangle$ з концентрацією розчиненого кисню $7-8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, з питомим опором $\sim 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

Порівнюючи рис. 5.26 з рис. 5.27 бачимо, що вплив нейтронного опромінення є більшим на зразки монокристалічного кремнію. Зокрема, зміна магнітної сприйнятливості в Cz-Si становить $\Delta\chi = 0,35 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ Г}^{-1}$, натомість у НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0,03$) – $\Delta\chi = 0,23 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ Г}^{-1}$. Можна припустити, що вони є стійкішими до нейтронного опромінення.

Поява нелінійності у залежності магнітної сприйнятливості від напруженості магнітного поля НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0,03$) після їх опромінення нейтронами свідчить про те, що поряд з диспергованими парамагнітними центрами у кристалах формуються нанокластери, які ведуть себе подібно до ланжевенівського парамагнетизму атомів, що володіють магнітним моментом у 10^3 – 10^5 разів більший від магнітного моменту окремих атомів.

Як відомо, опромінення нейтронами приводить до утворення в матеріалі не тільки різного роду точкових дефектів, а й, так званих, областей розупорядкування, які, очевидно, й можуть слугувати центрами формування магнітних нанокластерів.

Для аналізу експериментальних залежностей магнітної сприйнятливості від напруженості магнітного поля $\chi(H)$ (рис. 5,26, 5,27 криві 2) скористаємося теоретичною моделлю детально описаною в розділі 3. Результати апроксимації представлено на рис 5.28.

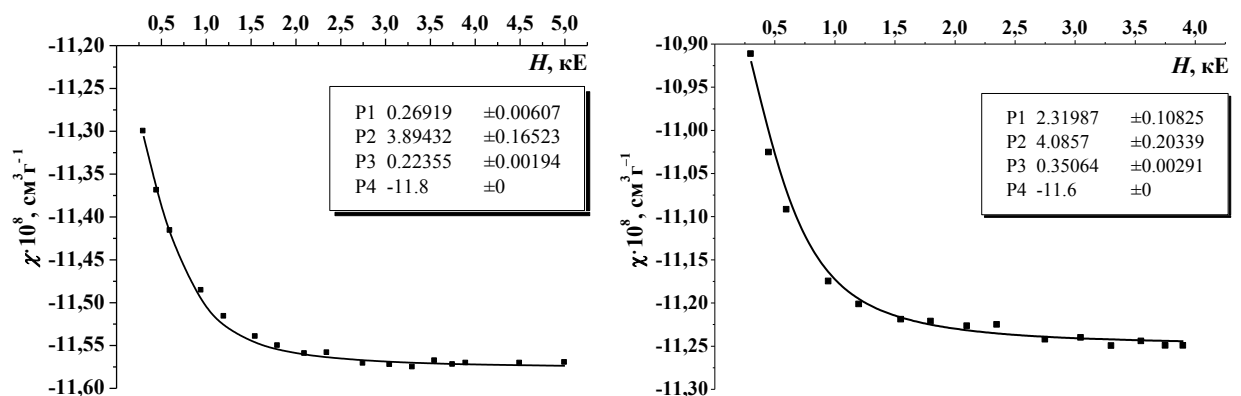


Рис. 5.28. Апроксимація теоретичним виразом 5.2 експериментальних залежностей $\chi(H)$ зразків опромінених нейтронами дозою $8,6 \cdot 10^{17} \text{ н/см}^2$: а) ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$; б) монокристалів Cz-Si

З одержаних результатів оцінено відповідні величини, які приведено у таблиці 5.2.

Таблиця 5.2.

Обчислені параметри опромінених нейтронами зразків за результатами апроксимації експериментальних залежностей $\chi(H)$ теоретичним виразом 5.2

Зразок	$\chi_{нар}, \text{см}^3 \cdot \text{Г}^{-1}$	$N_0, \text{1/кластер}$	$N_K, \text{см}^{-3}$
$\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$	$0,23 \cdot 10^{-8}$	$9,76 \cdot 10^3$	$1,72 \cdot 10^9$
Cz-Si	$0,35 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^{10}$

Як видно з таблиці 5.2 вплив нейтронного опромінення більш відчутний у зразках Cz-Si. Після опромінення у них спостерігається суттєво більша парамагнітна складова ($\chi_{нар}$) магнітної сприйнятливості та концентрація магнітовпорядкованих кластерів. Судячи з того, що кількість парамагнітних центрів у одному магнітному кластері (N_0) в обох типах зразків є приблизно однаковою, то магнітні моменти утворених нанокластерів є співмірними. Очевидно, що й їхня природа також є однаковою.

Далі зразки НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0,03$) піддавалися термообробці в інтервалі температур 250–350°C з кроком 50°C тривалістю 120 хв. і вимірюванням магнітної сприйнятливості після кожного кроку. Результати представлено на рис. 5.29. Було встановлено, що після відпалу НК SiGe опромінених нейтронами при температурі 350°C значення їх магнітної сприйнятливості співпадає з вихідним зразком. Це свідчить про руйнування вторинних радіаційних дефектів, концентрація яких пропорційна дозі опромінення. Судячи по температурі відпалу можна припустити, що основними типами радіаційних дефектів є А-центри та дивакансії розташовані в області просторового заряду кластера [189].

На цих же зразках проводилося дослідження магнітоопору в магнітних полях до 14 Тл в температурному інтервалі від 4,2 до 300 К [195-197].

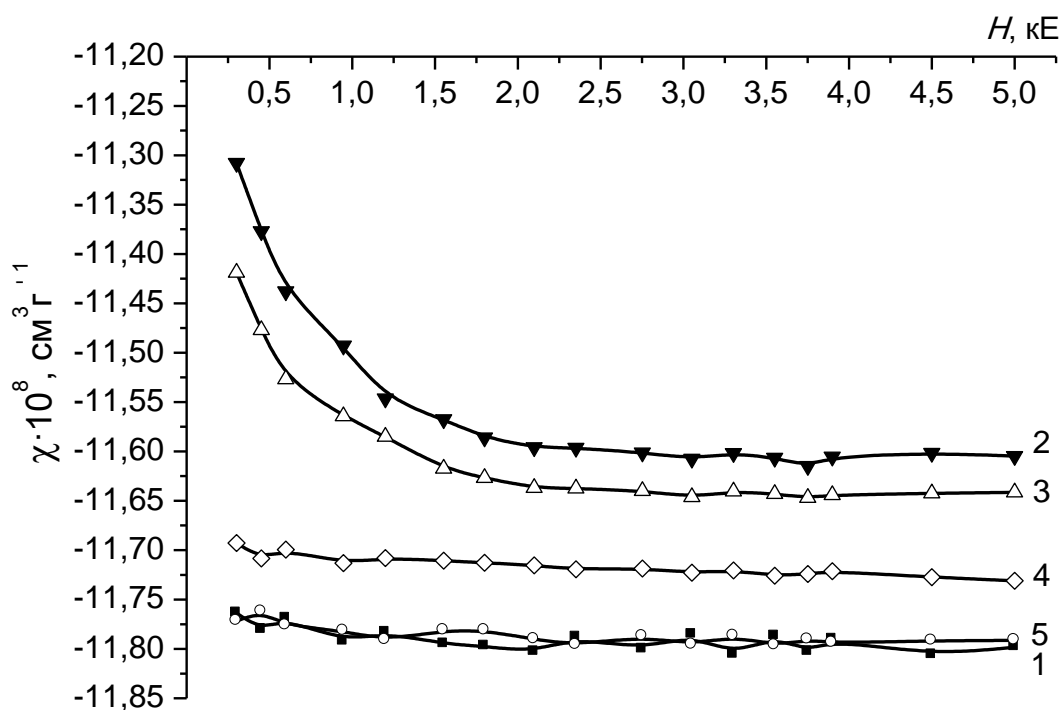


Рис. 5.29. Залежності магнітної сприйнятливості від напруженості магнітного поля НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$: 1 – вихідний, 2 – опромінений $\Phi = 8,6 \cdot 10^{17}$ н/см², 3 – відпалений при 200°C, 4 – відпалений при 250°C, 5 – відпалений при 300°C

Виявлено, що після опромінення зразків НК опір при кімнатній температурі зріс приблизно на 5 порядків до $4 \cdot 10^6$ Ом. Зразки піддавалися термічній обробці в інтервалі 50–350°C з кроком 25°C. Кристали відпалювались при кожній температурі тривалістю 120 хв., охолоджувались до кімнатної температури і тоді проводилося вимірювання опору. Встановлено, що при температурах вище 280°C опір опромінених кристалів різко падає наближаючись до вихідного зразка (рис. 5.30). Це підтверджує результати одержані при дослідженні магнітної сприйнятливості.

Низькотемпературні вимірювання польових залежностей опору представлено на рис. 5.31. Як видно, магнітоопір слабо змінюється у слабких магнітних полях і зростає при збільшенні магнітного поля. При температурах близьких до температури рідкого гелію спостерігається зміна кривизни магнітоопору. З'ясуємо про що свідчить ця зміна кривизни [192, 194].

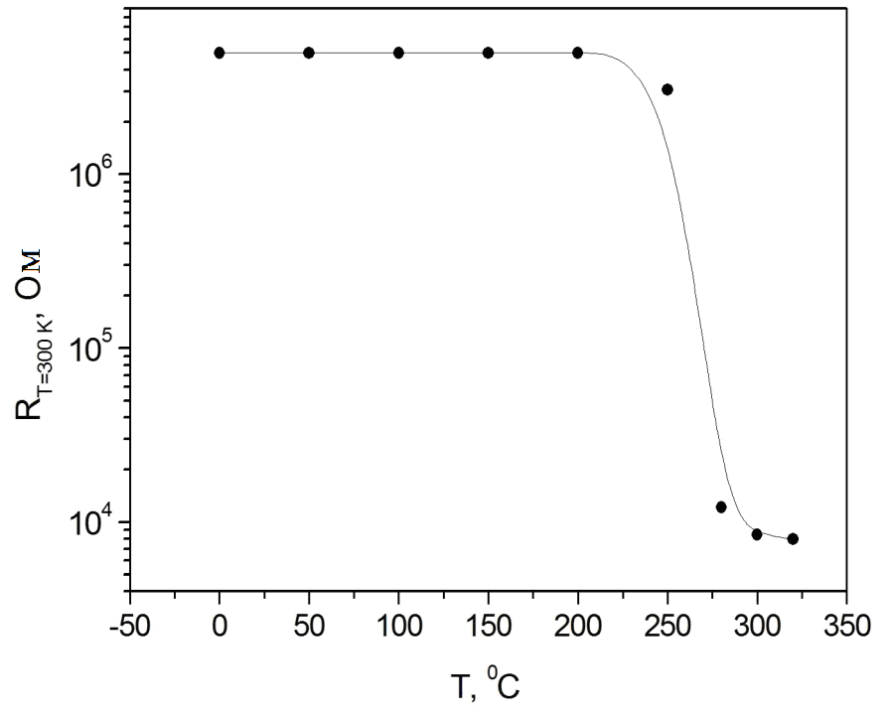


Рис. 5.30. Залежність опору опромінених нейтронами ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,018 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ від температури їх підпалу

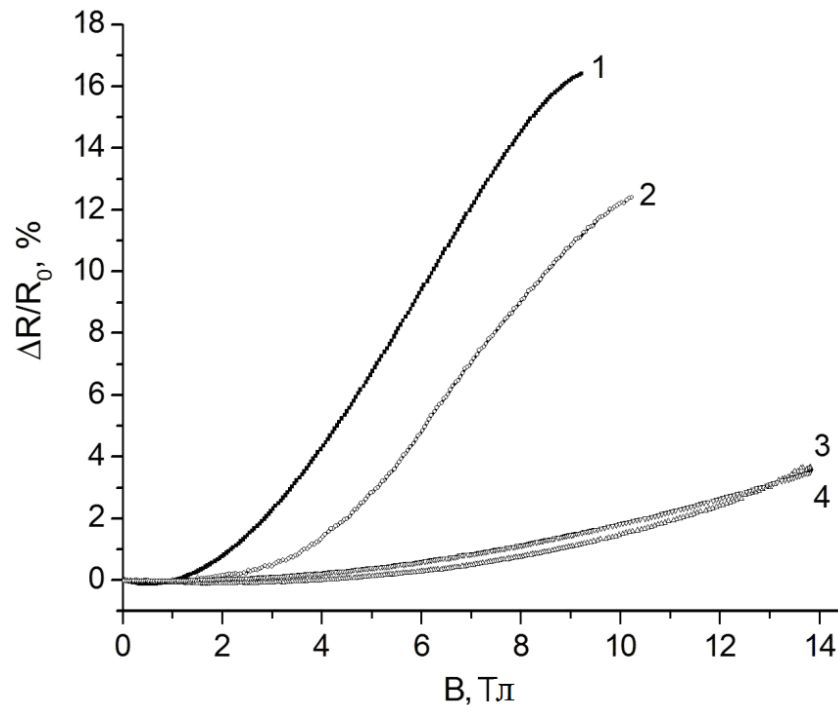


Рис. 5.31. Польові залежності відносної зміни опору опромінених нейтронами ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,018 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при різних температурах: 1 – 4,22 К; 2 – 6 К; 3 – 25 К; 4 – 45 К

Відомо, що напівкласична модель поперечного магнітоопору в металах і напівпровідниках з двома типами вільних носіїв заряду дає такий результат для залежності питомої електропровідності від магнітного поля [198]:

$$\sigma_{xx} = \frac{(\sigma_1 + \sigma_2) + \sigma_1^2 \sigma_2^2 (R_{H_1} + R_{H_2})^2 B^2}{(\sigma_1 + \sigma_2) + \sigma_1 \sigma_2 (\sigma_1 R_{H_1}^2 + \sigma_2 R_{H_2}^2) B^2},$$

де σ_1 і σ_2 – питома електропровідність вільних носіїв заряду першого і другого типу відповідно;

R_{H_1} , R_{H_2} – відповідні коефіцієнти Холла;

B – індукція магнітного поля.

Після підстановки відомих залежностей σ_1 , σ_2 , R_{H_1} і R_{H_2} від концентрацій n_1 , n_2 та рухливостей μ_1 , μ_2 відповідних носіїв заряду і з врахуванням того, що

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2},$$

де ρ_{xx} , ρ_{xy} – поперечний та Холлівський питомий опір відповідно, отримаємо враховуючи що $\rho_{xy} \ll \rho_{xx}$

$$\rho_{xx} = \frac{1}{e} \frac{n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2 + \mu_1 \mu_2 (n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2) B^2}{(n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)^2 + \mu_1^2 \mu_2^2 (n_1 - n_2)^2 B^2}.$$

Накладання на цей вираз умови

$$\frac{d^2 \rho_{xx}}{dB^2} = 0,$$

приводить нас до таких формул для рухливості та концентрації неосновних носіїв заряду [199]:

$$\mu_n = \frac{\sqrt{3}}{B_n} \left(\frac{4\rho(B_n)}{3\rho_0} - 1 \right), \quad (5.3)$$

$$n_n = \frac{4\sqrt{3}B_n}{e\rho_0} \cdot \frac{\frac{\rho(B_n)}{\rho_0} - 1}{\left(4 \frac{\rho(B_n)}{\rho_0} - 3 \right)^2}, \quad (5.4)$$

де μ_n і n_n – рухливість та концентрація неосновних носіїв заряду відповідно;

B_n – магнітопольова точка перегину магнітоопору;

$\rho(B_n)$ – питомий опір у точці перегину магнітоопору;

ρ_0 – питомий опір при відсутності поля.

За цими формулами для $T = 4,22$ К отримуємо: $\mu = 1400$ см²/(В·с), $n = 2,9 \cdot 10^9$ см⁻³, тобто при цій температурі вклад у провідність вносить дуже мала кількість легких носіїв заряду з високою рухливістю. Обчислимо відношення провідності неосновних носіїв заряду до основних за формулою [200]

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_0} = 4 \cdot \left(\frac{\rho(B_n)}{\rho_0} - 1 \right). \quad (5.5)$$

Звідки отримуємо $\sigma_n/\sigma_0 = 0,32$, тобто неосновні носії заряду вносять значний вклад у провідність при цій температурі.

Енергія активації домішки, що спричиняє ці носії заряду, обчислена за температурним ходом опору становить $\varepsilon = 2,1$ меВ (рис. 5.32). З підвищенням температури цей рівень швидко виснажується і при температурі біля 40 К основний вклад у провідність здійснює рівень з енергією 11,5 меВ.

Для того, щоб з'ясувати вплив магнітного поля на параметри вільних носіїв заряду були побудовані залежності $\ln R(1/T)$ за різних значень індукції магнітного поля (рис. 5.32), звідки пораховані енергії активації домішок при цих значеннях поля. З цього рисунка видно, що при низьких температурах нахил прямої $\ln R(1/T)$ помітно зростає, що свідчить про зростання енергії активації зі збільшенням магнітного поля.

При величині поля 10 Тл ця енергія активації становить 2,5 меВ, тобто вона відчутно більша за енергію активації при відсутності поля (2,1 меВ). Це говорить про те, що при низьких температурах опір зростає з магнітним полем не тільки внаслідок зменшення рухливості вільних носіїв заряду, що є неминучим у цих полях, а й внаслідок магнітопольового зменшення їх концентрації.

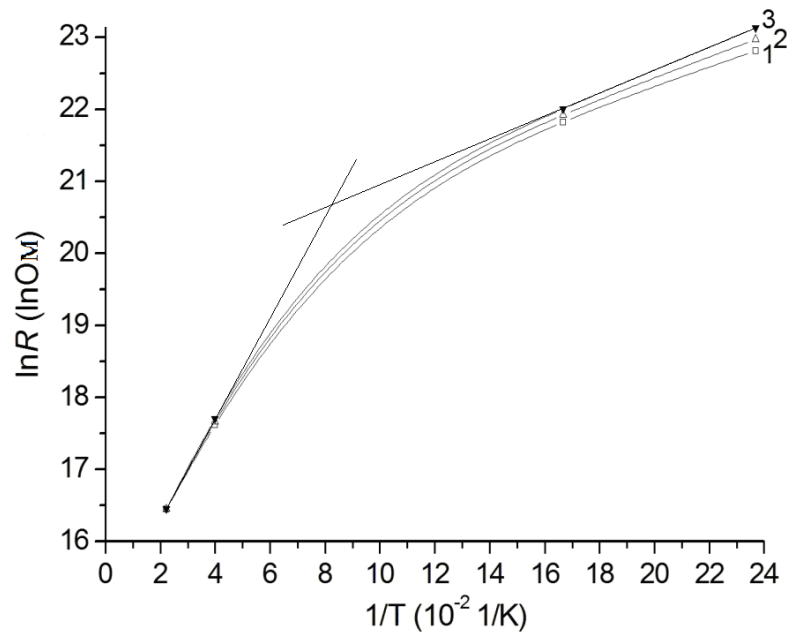


Рис. 5.32. Залежність логарифма опору від оберненої температури для ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,018 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при різних значеннях індукції магнітного поля: 1 – 0 Тл; 2 – 6 Тл; 3 – 10 Тл

За більш високих температур (біля 40 К), як видно з рис. 5.32, для всіх значень магнітного поля криві практично зливаються одна з одною, що свідчить про незалежність енергії активації $\varepsilon = 11,5 \text{ меВ}$ від поля, що в свою чергу говорить про незалежність концентрації вільних носіїв заряду від величини магнітного поля і таким чином магнітоопір визначається зменшенням рухливості цих носіїв заряду (за цих температур – дірок).

Висновки до розділу 5

1. Вперше вивчено вплив протонного опромінення енергією 6,8 MeV дозами до $1 \cdot 10^{17}$ p⁺/см² на електропровідність ниткоподібних кристалів Si_{0,97}Ge_{0,03} з концентрацією домішок поблизу переходу метал-діелектрик в інтервалі температур 4,2 – 300 K у магнітних полях з індукцією до 14 Тл.

2. Встановлено, що опромінення дозами до $5 \cdot 10^{15}$ p⁺/см² практично не змінює провідності кристалів, однак приводить до істотних змін магнітоопору (змінюються значення як додатного, так і від'ємного магнітоопору). Опромінення дозою $1 \cdot 10^{17}$ p⁺/см² приводить до істотного зменшення опору НК Si_{1-x}Ge_x в інтервалі температур 4,2 – 40 K.

3. З'ясовано механізм провідності при низьких температур у НК опроміненіх дозою $5 \cdot 10^{15}$ p⁺/см² завдяки серії відпалів при 100°C та 280°C. Результати обґрунтовано в рамках припущення, що опромінення приводить до збільшення концентрації двічі зайнятих носіями домішкових станів, яке супроводжується зростанням провідності кристалів. Відпал зразків, руйнує ці стани, в результаті чого зменшується провідність по верхній зоні Хаббарда, що приводить до зростання магнітоопору та зменшення значення від'ємного магнітоопору в інтервалі температур 13–30 K.

4. Вперше вивчено вплив протонного опромінення на магнітну сприйнятливості НК Si_{0,97}Ge_{0,03}. Показано, що опромінення протонами дозою до $1 \cdot 10^{15}$ p⁺/см² не приводить до змін магнітної сприйнятливості. Збільшення дози до $5 \cdot 10^{15}$ p⁺/см² приводить до утворення диспергованих парамагнітних центрів, між якими відсутня взаємодія, а при подальшому збільшенні доз опромінення – до зростання концентрації магнітних нанокластерів. Завдяки серії відпалів показано, що виявлений парамагнетизм зумовлений утворенням А-центрів та дивакансій.

5. Встановлено, що при опроміненні ниткоподібних кристалів Si_{0,97}Ge_{0,03} протонами дозою $1 \cdot 10^{17}$ p⁺/см² спостерігається суттєве збільшення опору в усіх досліджуваних зразках, а також значна зміна магнітоопору в низькотемпературній області. Розраховано енергію іонізації домішкових

атомів в різних магнітних полях. Встановлено, що енергія домішкового рівня практично не залежить від магнітного поля. Показано, що магнітоопір при всіх досліджених температурах пов'язаний з магнітопольовим зменшенням рухливості вільних носіїв заряду (дірок). Встановлено, що концентрація дірок практично не залежить від магнітного поля, а отже розширення забороненої зони в магнітних полях до 8 Тл є незначним.

6. Вперше встановлено, що вплив нейтронного опромінення на магнітну сприйнятливість ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ є суттєво меншим (понад 30%), ніж у випадку монокристалічного кремнію вирощеного методом Чохральського. Після опромінення зразків монокристалічного кремнію у них спостерігається більша парамагнітна складова та концентрація магнітовпорядкованих кластерів. Водночас, магнітні моменти виявлених нанокластерів в обох типах зразків є співмірними.

7. Виявлено, що після відпалу при температурі 350°C $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ опромінених нейтронами значення їх магнітної сприйнятливості співпадає з вихідним зразком. Це свідчить про відпал вторинних радіаційних дефектів типу А-центрів та дивакансій розташованих в області просторового заряду кластера.

8. З аналізу кривих магнітоопору опромінених нейтронами ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ встановлено, що при низьких температурах (близько 4,2 К) суттєвий вклад у провідність вносять легкі носії заряду (електрони або легкі дірки), яких є дуже мало і які мають високу рухливість. Рівень, який постачає ці носії заряду має енергію $\varepsilon = 2,1$ меВ і при прикладанні магнітного поля зростає до $\varepsilon = 2,5$ меВ у полі близько 10 Тл, отже, причиною магнітоопору крім магнітопольового зменшення рухливості є, також, магнітопольове зменшення концентрації вільних носіїв заряду. За більш високих температур (приблизно 40 К) провідність здійснюється дірками енергія активації яких $\varepsilon = 11,5$ меВ, і яка практично не залежить від магнітного поля.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

У результаті проведення дисертаційного дослідження вивчено вплив опромінення γ -квантами, протонами та нейтронами на магнітні, електричні та магніторезистивні характеристики НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$. Отримано такі основні результати:

1. Проведено низку технологічних експериментів з вирощування ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ методом хімічних газотранспортних реакцій. Визначено оптимальні технологічні параметри росту НК та одержано зразки поперечними розмірами 0,1 – 100 мкм.

2. Встановлено, що найбільш однорідними за розподілом германію є зразки твердого розчину $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, які відповідають складу $x = 0,03$. За результатами скануючої електронної мікроскопії, рентгеноспектрального мікроаналізу, вимірюваннями магнітної сприйнятливості показано, що зразки саме такого складу, з поперечними розмірами 10 – 40 мкм, характеризуються найкращою структурною досконалістю, а також максимальною величиною мікротвердості.

3. Обґрунтовано особливості магнітної сприйнятливості НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ у рамках моделі ланжевенівського суперпарамагнетизму атомів. Оцінено концентрацію магнітних нанокластерів, яка становить 10^9 – 10^{10} см^{-3} . Побудовано їх функції розподілу за величиною магнітних моментів. Обчислено найбільш імовірні розміри і магнітні моменти кластерів, які відповідно змінюються в межах від 2,5 до 30 нм та від $4 \cdot 10^3$ до $1,2 \cdot 10^4$ магнетонів Бора. Встановлено, що магнітна сприйнятливість НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ поперечними розмірами 2 – 40 мкм є типовою для діамагнітних матеріалів, що свідчить про відсутність у них магнітоактивних дефектів та домішок.

4. Вивчено вплив магнітного поля з індукцією до 14 Тл та опромінення γ -квантами з дозами до $1,2 \cdot 10^{18}$ $\gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$ на електричний та магнітоопір НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з питомим опором $\rho = 0,008 \div 0,025$ Ом·см в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К. Встановлено, що опір кристалів несуттєво змінюється у процесі опромінення, тоді як спостерігаються істотні зміни магнітоопору. Показано,

що виявлені зміни магнітоопору пов'язані з виникненням дефектів у процесі опромінення, які зумовлюють делокалізацію носіїв заряду у домішковій зоні кристалу. Встановлено, що ниткоподібні кристали твердого розчину $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ можна використовувати для створення високочутливих сенсорів деформації дієдатних у магнітних полях до 4 Тл та опромінення γ -квантами до $3 \cdot 10^{17} \text{ } \gamma_{\text{кв}}/\text{см}^2$.

5. Вивчено вплив протонного опромінення енергією 6,8 МеВ дозами до $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{см}^2$ на електричний та магнітоопір ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ з концентрацією домішок поблизу переходу метал-діелектрик в інтервалі температур 4,2 – 300 К у магнітних полях з індукцією до 14 Тл. З'ясовано механізм провідності при низьких температурах у ниткоподібних кристалах $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$, опромінених дозою $5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{см}^2$ завдяки серії відпалів. Отримані результати обґрунтовано в рамках висунутого припущення, що опромінення приводить до збільшення концентрації двічі зайнятих носіями домішкових станів, яке супроводжується зростанням провідності кристалів. Відпал зразків, зі свого боку, руйнує ці стани, у результаті чого зменшується провідність по верхній зоні Хаббарда, що спричиняє зростання магнітоопору та зменшення значення від'ємного магнітоопору в інтервалі температур 13 – 30 К.

6. Досліджено вплив протонного опромінення на магнітну сприйнятливість НК $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$. З'ясовано, що опромінення протонами дозами до $1 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{см}^2$ не викликає суттєвих змін магнітної сприйнятливості. Збільшення дози до $5 \cdot 10^{15} \text{ p}^+/\text{см}^2$ приводить до утворення диспергованих парамагнітних центрів, а при подальшому збільшенні доз опромінення – до зростання концентрації магнітних нанокластерів. Завдяки серії відпалів показано, що виявлений парамагнетизм зумовлений утворенням в процесі опромінення А-центрів та дивакансій. Визначено концентрацію та розміри нанокластерів, які при дозі опромінення $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{см}^2$ відповідно становлять $1,85 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ та 6 нм.

7. Встановлено, що при опроміненні ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$

протонами дозою $1 \cdot 10^{17} \text{ p}^+/\text{см}^2$ спостерігається суттєве збільшення опору в усіх досліджуваних зразках, а також значна зміна магнітоопору в низькотемпературній області. Розраховано енергію іонізації домішкових атомів у різних магнітних полях. Доведено, що енергія домішкового рівня практично не залежить від магнітного поля. Виявлено, що істотний магнітоопір при всіх досліджених температурах пов'язаний з магнітопольовим зменшенням рухливості вільних носіїв заряду (дірок).

8. З'ясовано, що вплив нейтронного опромінення на магнітну сприйнятливість ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ є суттєво меншим (понад 30%) ніж у випадку монокристалічного кремнію, вирощеного методом Чохральського. Після опромінення $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ у них спостерігається менша парамагнітна складова та концентрація магнітовпорядкованих кластерів. Завдяки серії відпалів показано, що виявлений магнетизм зумовлений утворенням у процесі опромінення нейтронами вторинних радіаційних дефектів типу А-центрів та дивакансій розташованих в області просторового заряду кластера.

9. З аналізу кривих магнітоопору опромінених нейтронами ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ встановлено, що при низьких температурах (поблизу 4,2 К) суттєвий вклад у провідність вносять легкі носії заряду (електрони або легкі дірки), яких є дуже мало і які мають високу рухливість. Рівень, який постачає ці носії заряду має енергію $\varepsilon = 2,1 \text{ меВ}$ і при прикладанні магнітного поля зростає до $\varepsilon = 2,5 \text{ меВ}$ у полі 10 Тл, отже, причиною магнітоопору, крім магнітопольового зменшення рухливості, є також магнітопольове зменшення концентрації вільних носіїв заряду. За більш високих температур (приблизно 40 К) провідність здійснюється дірками енергія активації яких $\varepsilon = 11,5 \text{ меВ}$, і яка практично не залежить від магнітного поля.

ЛІТЕРАТУРА

1. Herring, C. Elastic and Plastic Properties of Very Small Metal Specimens / C. Herring, J.K. Galt // *Phys. Rev.* – 1952 – Vol. 85. – P. 1060–1065.
2. Бережкова Г.В. Нитевидные кристаллы. / Г.В. Бережкова. – М.: Наука, 1969. – 158 с.
3. Сыркин В.Г. Материалы будущего. О нитевидных кристаллах металлов / Сыркин В.Г. – М.: Госиздат, 1990. – 192 с.
4. Heterojunction silicon microwire solar cells / M. Gharghi, E. Fathi, B. Kante [et al.] // *Nano Lett.* – 2012. – Vol. 12, № 12. – P. 6278–6282.
5. Observation of 1D behavior in Si nanowires: toward highperformance TFETs / R.B. Salazar, S.R. Mehrotra, G. Klimeck [et al.] // *Nano Lett.* – 2012. – Vol. 12, № 11. – P. 5571–5575.
6. Carrier dynamics in Si nanowires fabricated by metal-assisted chemical etching / H. Tang, L. Zhu, L. Zhao [et al.] // *ACS Nano.* – 2012. – Vol. 6, № 9. – P. 7814–7819.
7. Current saturation in field emission from H-passivated Si nanowires / M. Choueib, R. Martel, C.S. Cojocaru [et al.] // *ACS Nano.* – 2012. – Vol. 6, № 8. – P. 7463–7471.
8. A general approach toward shape-controlled synthesis of silicon nanowires / W. Molnar, A. Lugstein, P. Pongratz [et al.] // *Nano Lett.* – 2013. – Vol. 13, № 1. – P. 21–25.
9. Shin, N. Controlling silicon nanowire growth direction via surface chemistry / N. Shin, M.A. Filler // *Nano Lett.* – 2012. – Vol. 12, № 6. – P. 2865–2870.
10. Tuning the electro-optical properties of germanium nanowires by tensile strain / J. Greil, A. Lugstein, C. Zeiner [et al.] // *Nano Lett.* – 2012. – Vol. 12, № 12. – P. 6230–6234.
11. Large electroabsorption susceptibility mediated by internal photoconductive gain in Ge nanowires / H. Lee, C. Kim, D. Lee [et al.] // *Nano Lett.* – 2012. – Vol. 12, № 11. – P. 5913–5918.
12. Inherent control of growth, morphology, and defect formation in germanium

- nanowires / S. Biswas, A. Singha, M.A. Morris, J.D. Holmes // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12, № 11. – P. 5654–5663.
13. Spontaneous nucleation and growth of GaN nanowires: the fundamental role of crystal polarity / S. Fernández-Garrido, X. Kong, T. Gotschke, [et al.] // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12, № 12. – P. 6119–6125.
 14. Crawford, S. Fundamental insights into nanowire diameter modulation and the liquid/solid interface / S. Crawford, S.K. Lim, S. Gradečak // Nano Lett. – 2013. – Vol. 13, № 1. – P. 226–232.
 15. Self-assembled GaN nanowires on diamond / F. Schuster, F. Furtmayr, R. Zamani [et al.] // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12, № 5. – P. 2199–2204.
 16. Noncontact measurement of charge carrier lifetime and mobility in GaN nanowires / P. Parkinson, C. Dodson, H.J. Joyce [et al.] // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12, № 9. – P. 4600–4604.
 17. Coaxial group III-nitride nanowire photovoltaics / Y. Dong, B. Tian, T.J. Kempa, C.M. Lieber // Nano Lett. – 2009. – Vol. 9, № 5. – P. 2183–2187.
 18. Growth of GaP nanotree structures by sequential seeding of 1D nanowires / K.A. Dick, K. Deppert, T. Martensson [et al.] // J. of Crystal Growth. – 2004. – Vol. 272. – P. 131–137.
 19. Manipulated growth of GaAs nanowires: controllable crystal quality and growth orientations via a supersaturation-controlled engineering process / N. Han, F. Wang, J.J. Hou [et al.] // Cryst. Growth Des. – 2012. – Vol. 12, № 12. – P. 6243–6249.
 20. High-density, defect-free, and taper-restrained epitaxial GaAs nanowires induced from annealed Au thin films / H. Xu, Y. Wang, Y. Guo [et al.] // Cryst. Growth Des. – 2012. – Vol. 12, № 4. – P. 2018–2022.
 21. A story told by a single nanowire: optical properties of wurtzite GaAs / L. Ahtapodov, J. Todorovic, P. Olk [et al.] // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12, № 12. – P. 6090–6095.
 22. Evidence for structural phase transitions induced by the triple phase line shift in self-catalyzed GaAs nanowires / X. Yu, H. Wang, J. Lu [et al.] // Nano

- Lett. – 2012. – Vol. 12, № 10. – P. 5436–5442.
23. Vertically aligned GaAs nanowires on graphite and few-layer graphene: generic model and epitaxial growth / A.M. Munshi, D.L. Dheeraj, V.T. Fauske [et al.] // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12, № 9. – P.4570–4576.
 24. High quality GaAs nanowires grown on glass substrates / V. Dhaka, T. Haggren, H. Jussila [et al.] // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12, № 4. – P. 1912–1918.
 25. Plante, M.C. Au-assisted growth of GaAs nanowires by gas source molecular beam epitaxy: tapering, sidewall faceting and crystal structure / M.C. Plante, R.R. LaPierre // J. of Crystal Growth. – 2008. – Vol. 310, № 2. – P. 356–363.
 26. Defect-free <110> zinc-blende structured InAs nanowires catalyzed by palladium / H. Xu, Y. Wang, Y. Guo [et al.] // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12, № 11. – P. 5744–5749.
 27. Novel growth phenomena observed in axial InAs/GaAs nanowire heterostructures / M. Paladugu, J. Zou, Y.N. Guo [et al.] // Small. – 2007. Vol. 3, № 11. – P. 1873–1877.
 28. Evolution of InAs branches in InAs/GaAs nanowire heterostructures / M. Paladugu, J. Zou, G. J. Auchterlonie [et al.] // Applied Physics Letters. – 2007. – Vol. 91. – P. 133115(3).
 29. Jiang, X. InAs/InP radial nanowire heterostructures as high electron mobility devices / X. Jiang, Q. Xiong, S. Nam // Nano Lett. – 2007. – Vol. 7, № 10. – P. 3214–3218.
 30. Diameter limitation in growth of III-Sb containing nanowire heterostructures / M. Ek, B.M. Borg, J. Johansson, K.A. Dick // ACS Nano. – 2013. – Vol. 7, № 4. – P. 3668–3675.
 31. Electrical spin injection into InN semiconductor nanowires / S. Heedt, C. Morgan, K. Weis et al. // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12, № 9. – P. 4437–4443.
 32. Nanoscale Imaging of InN Segregation and Polymorphism in Single Vertically Aligned InGaN/GaN Multi Quantum Well Nanorods by Tip-Enhanced Raman Scattering / E. Poliani, M.R. Wagner, J.S. Reparaz [et al.] // Nano Lett. – 2013. – V. 13, № 7. – P. 3205–3212.

33. Lin, W. Band Engineering in Strained GaN/ultrathin InN/GaN Quantum Wells / W. Lin, D. Benjamin, S. Li // *Cryst. Growth Des.* – 2009. Vol. 9, № 4. – P. 1698–1701.
34. P-Type InN Nanowires / S. Zhao, B.H. Le, D.P. Liu [et al.] // *Nano Lett.* – 2013. – Vol. 13, № 11. – P. 5509–5513.
35. From InSb nanowires to nanocubes: looking for the sweet spot / S.R. Plissard, D.R. Slapak, M.A. Verheijen [et al.] // *Nano Lett.* – 2012. – Vol. 12, № 4. – P. 1794–1798.
36. Теплопроводность ультратонких полупроводниковых нанопроволок InSb со свойствами латтинжеровой жидкости / Ю.А. Кумзеров, И.А. Смирнов, Ю.А. Фирсов [и др.] // *Физика твердого тела.* – 2006. – Т.48, № 8. – С. 1498–1503.
37. Spontaneous periodic diameter oscillations in InP nanowires: the role of interface instabilities / D.S. Oliveira, L.H.G. Tizei, D. Ugarte, M.A. Cotta // *Nano Lett.* – 2013. – Vol. 13, № 1. – P. 9–13.
38. Synthesis and properties of semiconducting iron pyrite (FeS₂) nanowires / M. Cabán-Acevedo, M.S. Faber, Y. Tan [et al.] // *Nano Lett.* – 2012. – Vol. 12, № 4. – P.1977–1982.
39. Metal-seeded growth mechanism of ZnO nanowires / H. Simon, T. Krekeler, G. Schaan, W. Mader // *Cryst. Gr. Des.* – 2013. – Vol. 13, № 2. – P. 572–580.
40. Length versus radius relationship for ZnO nanowires grown via vapor phase transport / R.B. Saunders, S. Garry, D. Byrne [et al.] // *Cryst. Growth Des.* – 2012. – Vol. 12, № 12. – P. 5972–5979.
41. Single crystal kinked ZnO [001] and [110] nanowires: synthesis, characterization, and growth/kinking mechanism / P. Bao, R. Zheng, S. Du [et al.] // *Cryst. Growth Des.* – 2012. – Vol. 12, № 6. – P. 3153–3157.
42. Crystal-growth process of single-crystal-like mesoporous ZnO through a competitive reaction in solution / E. Hosono, T. Tokunaga, S. Ueno [et al.] // *Cryst. Growth Des.* – 2012. – Vol. 12, № 6. – P. 2923–2931.
43. Jiang, C. Shear modulus property characterization of nanorods / C. Jiang, W.

- Lu, J. Song // Nano Lett. – 2013. – Vol. 13, № 1. – P. 111–115.
44. Controlling the position and orientation of single silver nanowires on a surface using structured optical fields / Z. Yan, J. Sweet, J.E. Jureller [et al.] // ACS Nano. – 2012. – Vol. 6, № 9. – P. 8144–8155.
45. Forest of gold nanowires: a new type of nanocrystal growth / J. He, Y. Wang, Y. Feng [et al.] // ACS Nano. – 2013. – Vol. 7, № 3. – P. 2733–2740.
46. Ultrathin Au nanowires and their transport properties / C. Wang, Y. Hu, C.M. Lieber, S. Sun // J. Am. Chem. Soc. – 2008. – Vol. 130, №28. – C. 8902–8903.
47. Observation of superconductivity in single crystalline Bi nanowires / Z. Ye, H. Zhang, H. Liu [et al.] // Nanotechnology. – 2008. – Vol. 19. – P. 085709(5).
48. Spray-coating route for highly aligned and large-scale arrays of nanowires / O. Assad, A.M. Leshansky, B. Wang [et al.] // ACS Nano. – 2012. – Vol. 6, № 6. – P. 4702–4712.
49. GaP/GaAsP/GaP core–multishell nanowire heterostructures on (111) silicon / P.K. Mohseni¹, C. Maunders, G.A. Botton, R.R. LaPierre // Nanotechnology. – 2007. – Vol. 18. – P. 445304(6).
50. Polymorphism of GeSbTe superlattice nanowires / C.S. Jung, H.S. Kim, H.S. Im [et al.] // Nano Lett. – 2013. – Vol. 13, № 2. – P. 543–549.
51. Longo, M. Metal organic chemical vapor deposition of phase change GeSb₂Te₄ nanowires / M. Longo, R. Fallica, C. Wiemer // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12, № 3. – P. 1509–1515.
52. Диффузионный механизм роста нановискеров GaAs и AlGaAs в методе молекулярно-пучковой эпитаксии / Г.Э. Цырлин, В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т.39, № 5. – С. 587–594.
53. Electrical probing of magnetic phase transition and domain wall motion in single-crystalline Mn₅Ge₃ nanowire / J. Tang, C.Y. Wang, W. Jiang [et al.] // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12, № 12. – P. 6372–6379.
54. Назаренко, М.В. Самосогласованная модель роста и кристаллической структуры нитевидных нанокристаллов с учетом диффузии адатомов /

- М.В. Назаренко, Н.В. Сибирев, В.Г. Дубровский // Журнал технической физики. – 2011. – Т. 81, № 2. – С. 153–156.
55. Turchányi, Gy. Sodium Chloride Whiskers / Turchányi Gy., Tarján I. // Nature. – 1961. – Vol. 190. – P. 79–83.
56. Bylander, E.G. Vapor Deposition of Sodium Chloride Whiskers / E.G. Bylander // J. of Appl. Phys. – 1964. – Vol. 35, Iss. 6. – P. 1988–1988.
57. Нитевидные кристаллы с прочностью, близкой к теоретической / Э.М. Надгорный, Ю.А. Осипьян, М.Д. Перкас, В.М. Розенберг // Успехи физических наук. – 1959. – 38 с.
58. Малеев, М.Н. Свойства и генезис природных нитевидных кристаллов и их агрегатов / М.Н. Малеев. – М.: Наука, 1971. – 199 с.
59. Сажнев, С.В. Применение нитевидных первичных преобразователей в термоконвективных газовых расходомерах / С.В. Сажнев, М.А. Фомичев, В.Н. Тимофеев // Нано- и микросистемная техника. – 2008. – №1. – С. 39–43.
60. Silicon nanowires as chemical sensors / X.T. Zhou, J.Q. Hu, C.P. Li [et al.] // Chemical Physics Letters. – 2003. – Vol. 369. – P. 220–224.
61. Piezo-phototronic effect enhanced visible and ultraviolet photodetection using a ZnO-CdS core-shell micro/nanowire / F. Zhang, Y. Ding, Y. Zhang [et al.] // ACS Nano. – 2012. – Vol. 6, №10. – P. 9229–9236.
62. Exciton localization and optical properties improvement in nanocrystal-embedded ZnO core-shell nanowires / R. Chen, Q-L. Ye, T. He [et al.] // Nano Lett. – 2013. – Vol. 13, № 2. – P. 734–739.
63. Single micro/nanowire pyroelectric nanogenerators as self-powered temperature sensors / Y. Yang, Y. Zhou, J.M. Wu [et al.] // ACS Nano. – 2012. – Vol. 6, № 9. – P. 8456–8461.
64. Si nanowires forest-based on-chip biomolecular filtering, separation and preconcentration devices: nanowires do it all / V. Krivitsky, L. Hsiung, A. Lichtenstein [at al.] // Nano Lett. – 2012. Vol. 12, № 9. – P. 4748–4756.
65. Patolsky, F. Nanowire sensors for medicine and the life sciences / F. Patolsky,

- G. Zheng C. M. Lieber // *Nanomedicine*. – 2006. – Vol. 1, № 1. – P. 51–65.
66. Full surface embedding of gold clusters on silicon nanowires for efficient capture and photothermal therapy of circulating tumor cells / G. Park, H. Kwon, D. Kwak [et al.] // *Nano Lett.* – 2012. – Vol. 12, № 3. – P. 1638–1642.
67. Zhou, Y. Bias dependence of sub-bandgap light detection for core–shell silicon nanowires / Y. Zhou, Y. Liu, J. Cheng Y. Lo // *Nano Lett.* – 2012. – Vol. 12, № 11. – P. 5929–5935.
68. Murphy, W.K. Iron whisker resonators / W.K. Murphy, G.W. Sear // *Applied Physics Letters*. – 1963, Vol. 3, Iss. 4. – P. 55–57.
69. Сандулова, А.В. Получение и некоторые свойства нитевидных и игольчатых монокристаллов германия, кремния и их твердых растворов / А.В. Сандулова, И.Е. Богоявленский, М.И. Дронюк // *Физика твердого тела*. – 1963. – Т. 5, № 9. – С. 2580–2586.
70. Артемьев С.Р. Об актуальности применения нитевидных кристаллов в современном производстве / С.Р. Артемьев // *Вісник НТУ «ХПІ»*. Серія: Нові рішення в сучасних технологіях. – Х: НТУ «ХПІ». – 2013. – № 56 (1029). – С. 204–208.
71. Studies of piezoresistance and piezomagneto-resistance in Si whiskers at cryogenic temperatures / A. Druzhinin, E. Lavitska, I. Maryamova [at al.] // *Cryst. Res. Technol.* – 2000. – Vol. 37, № 2-3. – P. 243–257.
72. Piezoresistance properties of boron-doped silicon whiskers at cryogenic temperatures / A.A. Druzhinin, I.I. Maryamova, I.V. Pavlovskyy, T. Palewski // *Functional materials*. – 2004. – Vol. 11, № 2. – P. 268–272.
73. Pavlovskyy, I. The giant non-classic piezoresistance in silicon microcrystals at cryogenic temperatures for sensor application / I. Pavlovskyy // VIII konferencja naukova czujniki optoelektroniczne i elektroniczne, 27-30 czerwca. – Wroclaw, 2004. – S. 618–620.
74. Druzhinin, A.A. Study of piezoresistance in $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ whiskers for sensor application / A.A. Druzhinin, I.P. Ostrovskii, N.S. Liakh // *Mater. Sci. Semicond. Process.* – 2005. – Vol. 8, № 1-3. – P. 193–196.

75. Дружинін, А.О. Провідність і магнітоопір ниткоподібних кристалів Si-Ge в області переходу метал-діелектрик / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Н.С. Лях. // Електроніка. – 2002. – №454. – С. 3–7.
76. Датчик для измерения криогенных температур на основе нитевидных кристаллов Si-Ge / А.А. Дружинин, И.П. Островский, С.М. Матвиенко, Ю.Р. Когут // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2005. – № 1. – С. 26–27.
77. Поведінка електропровідності ниткоподібних кристалів Si-Ge в полях ефективного зовнішнього впливу / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Н.С. Лях-Кагуй, Ю.Р. Когут. // Фізика і хімія твердого тіла. – 2006. – Т. 7, № 1. – С. 13–16.
78. Особенности отрицательного магнетосопротивления при проводимости по верхней зоне Хаббарда в p-Si / Ф.М. Исмагилова, Л.Б. Литвак-Горская, Г.Я. Луговая, И.Е. Трофимов // Физика и техника полупроводников. – 1991. – Т. 25, № 2. – С. 255–261.
79. Киреев П.С. Физика полупроводников: учеб. пособие для ВТУЗов / П.С. Киреев. – М.: Высш. школа, 1975. – 584 с.
80. Дружинін, А.О. Магнітоопір деформованих ниткоподібних кристалів кремнію при криогенних температурах / А.О. Дружинін, І.Й. Мар'ямова, І.В. Павловський // Матеріали II Української наукової конференції з фізики напівпровідників. – Чернівці: Рута, 2004. – Т. 2. – С. 149–150.
81. Дружинін, А.О. Деформаційні залежності магнітоопору ниткоподібних кристалів кремнію в області фазового переходу метал-діелектрик / А.О. Дружинін, І.В. Павловський / Актуальні проблеми фізики напівпровідників: тези доповідей V Міжнародної школи-конференції. – Дрогобич: НВЦ «Каменярь», 2005. – С. 216–217.
82. Peculiarities of magnetic properties of Si whiskers / V.M. Tsmots, I.P. Ostrovskii, N.S. Lyach, A.A. Druzhinin // Abstract of E-MRS 2002 spring meeting, Juni 18-21. – Strasbourg, France. – 2002. – P. 41.
83. Дружинін, А.О. Магнітоопір ниткоподібних кристалів Ge-Si /

- А.О. Дружинін, І.П. Островський, Н.С. Лях // Фізика і хімія твердого тіла. – 2003. – № 3. – С. 485–490.
84. Дружинін, А.О. Магнітоопір ниткоподібних кристалів Ge-Si / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Н.С. Лях // Фізика і технологія тонких плівок: матеріали ІХ Міжнародної конференції, 19-24 травня. – Івано-Франківськ, 2003., Т. II. – С. 148–149.
85. Особливості поведінки магнітоопору в легованих ниткоподібних кристалах Si-Ge / А.О. Дружинін, І.П. Островський, С.М. Матвієнко, Н.М. Стасюк // Актуальні проблеми фізики напівпровідників: тези доповідей V Міжнародної школи-конференції. – Дрогобич, 2005. – С. 200.
86. Магнітоопір легованих ниткоподібних кристалів Si-Ge / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Ю.Р. Когут, Й.К. Вархульська // Фізика напівпровідників: тези доповідей III Української наукової конференції. – Одеса: Астропринт, 2007. – С. 66.
87. Магнітоопір нитчастих кристалів Si-Ge з концентрацією домішки в околі переходу метал-діелектрик за криогенних температур / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Ю.Р. Когут, С.І. Нічкало // XI відкрита науково-технічна конференція професорсько-викладацького складу ІТРЕ НУ «Львівська політехніка» з проблем електроніки: тези доповідей. – Львів, 2008. – С. 22.
88. Дружинин, А.О. Магнетосопротивление нитевидных кристаллов Si-Ge вблизи перехода метал-диэлектрик / А.О. Дружинин, І.П. Островский, Ю.Р. Когут // Физика электронных материалов: материалы III международной конференции, 1-4 октября. – Россия, Калуга, 2008. – С. 151–155.
89. Гистерезис магнетосопротивления нейтронно-легированого Ge в области прыжкового транспорта по состоянию кулоновской щели / А.Г. Андреев, С.В. Егоров, А.Г. Забродський [и др.] // ФТП. – 2000. – Т. 34, № 7. – С. 796–802.
90. Трофимов, И.Е. Магнетосопротивление по D^- зоне / И.Е. Трофимов, А.И. Денин, В.П. Мурзин. – М.: ФИАН, 1989. – 15 с.

91. Ионов, А.Н. Отрицательное магнетосопротивление в области прыжковой проводимости мотовского типа / А.Н. Ионов, И.С. Шлимак, А.Л. Эфрос // ФТП. – 1975. – Т. 1, № 11. – С. 2763–2765.
92. Об аномальном магнетосопротивлении в полупроводниках / Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларин, Д.Е. Хмельницкий // ЖЭЭФ. – 1981. – Т. 81, № 2(8). – С. 768–783.
93. Kawabata, A. Scaling theory of Anderson localization / A. Kawabata // Progr. Theor. Phys. Supplement. – 1985. – № 84. – P. 16–46.
94. Вейнгер, А.И. Магнетосопротивление компенсированного Ge:As на сверхвысоких частотах в области фазового перехода металл-изолятор / А.И. Вейнгер, А.Г. Забродський, Т.В. Тиснек // ФТП. – 2000. – Т. 34, № 7. – С. 774–782.
95. Магнітоопір ниткуватих кристалів Si-Ge з концентрацією домішки в околі концентраційного переходу метал-діелектрик за криогенних температур / А.А. Дружинин, І.П. Островський, Ю.Р. Когут, С.І. Нічкало // Електроніка. – 2008. – № 619. – С. 127–134.
96. Вплив деформації на домішкову провідність ниткоподібних кристалі твердих розчинів Ge-Si / А.О. Дружинін, О.М. Лавитська, І.П. Островський, Н.С. Лях // Електроніка. – 2002. – № 455. – С. 126–133.
97. Вплив електронного опромінення на ниткоподібні кристали кремнію і твердого розчину Si-Ge / І.Й. Мар'ямова, І.П. Островський, Ю.М. Ховерко [та ін.] // Електроніка. – 2011. – № 708. – С. 145–150.
98. Конозенко, И.Д. Радиационные эффекты в кремнии / И.Д. Конозенко, А.К. Семенюк, В.И. Хиврич. – К.: Наукова думка, 1974. – 199 с.
99. Comparative studies of defect production in heavily doped silicon under fast electron irradiation at different temperatures / V.V. Emtsev, P. Ehrhart, D.S. Poloskin, K.V. Emtsev // J Mater Sci: Mater Electron. – 2007. – Vol. 18, № 7. – P. 711–714.
100. Silicon whiskers for mechanical sensors / V. Voronin, I. Maryamova, Y. Zaganyach [et al.] // Sensors and Actuators. – 1992. – Vol. A30, № 1-2.

P. 27–33.

101. Semiconductor and mechanical sensors for adverse and dynamic conditions / I. Maryamova, E. Lavitska, M. Tykhan [et al.] // IMEKO World Congress Proceedings. – Finland, 1997. – Vol. IXA. – P. 99–103.
102. Low-temperature Semiconductor sensors / I. Maryamova, A. Druzhinin, E. Lavitska [et al.] // Sensors and Actuators. – 2000. – Vol. A85, № 1-3. – P. 153–157.
103. Maryamova, I. Silicon sensors for enlarged strain measurements / I. Maryamova, Y. Pankov // 44th Intern. Scientific Colloquium, TU Ilmenau. – Germany, 1999. – P. 248–250.
104. Ниткоподібні кристали кремнію для сенсорної електроніки / А.О. Дружинін, І.Й. Мар'ямова, О.П. Кутраков, Н.С. Лях-Кагуй // Фізика і хімія твердого тіла. – 2011. – Т. 12, № 4. – С. 1078–1084.
105. От полупроводниковых тензорезисторов к микроэлектронным датчикам / А.А. Дружинин, И.И. Марьямова, Е.Н. Лавитская [и др.] // Датчики и системы. – 2001. – № 6. – С. 2–7.
106. Failure of the vapor-liquid-solid mechanism in Au-assisted MOVPE growth of InAs nanowires / K.A. Dick, K. Deppert, T. Martensson [et al.] // Nano Lett. – 2005. – Vol. 5, № 4. – P. 761–764.
107. Kikkawa, J. Growth rate of silicon nanowires / J. Kikkawa, Y. Ohno, S. Takeda // Applied Physics Letters. – 2005. – Vol. 86. – P. 123109–1-3.
108. Growth of Si whiskers by MBE: Mechanism and peculiarities / N. Zakharov, P. Werner, L. Sokolov, U. Gosele // Physica E. – 2007. – Vol. 37, Iss. 1–2. – P. 148–152.
109. Формирование массивов GaAs нитевидных нанокристаллов на подложке Si (111) методом магнетронного осаждения / И.П. Сошников, В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32, Вып. 12. – С. 28–33.
110. Plante, M.C. Growth mechanisms of GaAs nanowires by gas source molecular beam epitaxy / M.C. Plante, R.R. LaPierre // J. Cryst. Growth. – 2006. –

Vol. 286. – P. 394–399.

111. Wang K. Morphology of Si nanowires fabricated by laser ablation using gold catalysts / K.Wang, S.Y. Chung, D. Kim // *Appl. Phys. A.* – 2004. – Vol. 79. – P. 895–897.
112. Klimovskaya, A.I. Influence of growth conditions on morphology, composition and electrical properties of n-Si wires / A.I. Klimovskaya, I.P. Ostrovskii, A.S. Ostrovskaya // *Phys. Stat. Sol. (A).* – 1996. – Vol. 153. – P. 455–458.
113. Investigation of Si and Si-Ge whisker growth / R. Baitsar, S.Varshava, I.P. Ostrovskii, A.S. Osrovskaya // *Abstract of 5th Polish conf. on crystal growth.* – Naleshov, Poland, 1998. – P.0–05.
114. Druzhinin, A.A. Investigation of Si-Ge whiskers growth by CVD/ A.A. Druzhinin, I.P. Ostrovskii // *Phys. Stat. Sol. (C).* – 2004. – Vol. 1, № 2. – P. 333–336.
115. Diameter-Independent Kinetics in the Vapor-Liquid-Solid Growth of Si Nanowires / S. Kodambaka, J. Tersoff, M. C. Reuter, F. M. Ross // *Physical review letters.* – 2006. – V.96 – P. 096105–1–4.
116. Байцар, Р.І. Напівпровідникові мікросенсори: Навчальний посібник з курсу “Технологія та конструювання засобів вимірювання” / Р.І. Байцар, С.С. Варшава – Львів: ЛВЦНТЕІ. – 2001. – 288 с.
117. Peculiarities of Si-Ge whisker growing by CTR method / A.A. Druzhinin, I.P. Ostrovskii, Yu.M. Khoverko, Ya.V. Gij // *Functional materials.* – 2005. – Vol. 12, № 4. – P. 738–741.
118. Вирощування ниткоподібних кристалів Si-Ge<Zn> в закритій бромідній системі / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Н.С. Лях, С.М. Матвієнко // *Електроніка.* – 2004. – № 513. – С. 59–63.
119. Peculiarities of Si-Ge whiskers growth by CTR method / A.A. Druzhinin, I.P. Ostrovskii, Yu.M. Khoverko, Ya.V. Gij // *International Conference “Crystal Materials’2005”. Abstracts Book.* – Kharkov, 2005. – P. 51.
120. Growth and magnetic susceptibility of Si-Ge solid solution whiskers /

- V. Tsmots, P. Litovchenko, Yu. Pavlovskii [et al.] // International Conference “Crystal Materials’2005”. Abstracts Book. – Kharkov, 2005. – P. 72.
121. Druzhinin, A.A. Investigation of Si-Ge whiskers growth by CVD / A.A. Druzhinin, I.P. Ostrovskii // E-MRS 2003 Fall Meeting: Book of Abstracts, 15th–19th September. – Warsaw (Poland), 2003. – P. 118.
122. Бекеша, С.Н. Исследование морфологии и электрофизических свойств нитевидных кристаллов Si n-типа / С.Н. Бекеша, А.И. Климовская, И.П. Островский // Межвуз. сб. науч. труд. “Физика и технология материалов электронной техники”. – Воронеж, 1992. – С. 197–200.
123. The investigation of n-Si whisker growth / V.A. Voronin, R.I. Baitsar, E.P. Krasnogenov [et al.] // Abstract of conf on electron materials. – Novosibirsk, 1992. – P. 90–91.
124. Формы роста нитевидных кристаллов Si n-типа / Ш. Аббасов, С.Н. Бекеша, А.И. Климовская [и др.] // Докл. АН Азейбарджана. – 1992. – Т. 36, № 1–2. – С. 41–44.
125. Особенности выращивания нитевидных кристаллов сплава кремний-германий для струнных сенсоров / И.П. Островский, А.С. Островская, Р.И. Байцар, Е.Г. Мачулина // Релаксационные явления в твердых телах: тезисы доклада международной шк. семинара. – Воронеж, 1993. – С. 156.
126. Self-organized growth structure of silicon, germanium, and their solid solution / K.N. Grigoriev, V.P. Kladko, A.I. Klimovskaya [et al.] // Semiconductor physics: Abstract of Int. Conf. – Canada, Banf, 1994. – P. 51.
127. Doping and growth investigation of Si-Ge whiskers / R.I. Baitsar, S.S. Varshava, I.P. Ostrovskii, A.S. Ostrovskaya // Physical problems in material science of semiconductors: Abstract of Int. school-conf. – Chernivtsi, Ukraine, 1995. – P. 99.
128. Varshava, S.S. Investigation of semiconductor whisker growth / S.S. Varshava, I.P. Ostrovskii // Crystal Growth: Abstract of 13th Int. Conf. – 30 July–4 August. – Kyoto, Japan, 2001. – P. 135.
129. Study of the filamentary growth of silicon crystals from vapor / R.S. Wagner,

- W.C. Ellis, K.A. Jackson, S.M. Arnold // *J. Appl. Phys.* – 1964. – Vol. 35, № 10. – P. 2993–3000.
130. Silicon nanowhiskers grown on $\langle 111 \rangle$ Si substrates by molecular beam epitaxy / L. Schubert, P. Werner, N. D. Zakharov [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 84, № 24. – P. 4968–4970.
131. Гиваргизов, Е.И. Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара / Е.И. Гиваргизов. – М.: Наука, 1977. – 304 с.
132. Найдич, Ю. В. Исследование капиллярных явлений и смачиваемости при кристаллизации сплавов по линиям фазового равновесия диаграмм состояния. Физическая химия конденсированных фаз, сверхтвердых материалов и их границ раздела / Ю.В. Найдич, В.М. Перевертайло, Л.П. Обущак. – К.: Наукова думка, 1975. – С. 3.
133. Nature of germanium nanowire heteroepitaxy on silicon substrates / H. Jagannathan, M. Deal, Y. Nishi [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2006. – Vol. 100. – P. 024318–1–10.
134. ZnTe nanowires grown on GaAs(100) substrates by molecular beam epitaxy / E. Janik, J. Sadowski, P. Dluzewski [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 89. – P. 133114–1–3.
135. Vertical GaP nanowires arranged at atomic steps on Si(111) substrates / K. Tateno, H. Hibino, H. Gotoh, H. Nakano // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 89. – P. 033114–1–3.
136. Wan, Q. Vertically aligned tin-doped indium oxide nanowire arrays: Epitaxial growth and electron field emission properties / Q. Wan, P. Feng, T. Wang // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 89. – P. 123102–1–3.
137. Well-ordered ZnO nanowire arrays on GaN substrate fabricated via nanosphere lithography / H.J. Fan, B. Fuhrmann, R. Scholz [et al.] // *J. Cryst. Growth*. – 2006. – Vol. 287. – P. 34–38.
138. Au-assisted growth approach for vertically aligned ZnO nanowires on Si substrate / G. Zhang, A. Nakamura, T. Aoki [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 89. – P. 113112–1–3.

139. Ti-catalyzed Si nanowires by chemical vapor deposition: Microscopy and growth mechanisms / T.I. Kamins, R. Stanley Williams, D.P. Basile [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2001. – Vol. 89, № 2. – P. 1008–1016.
140. The growth mechanism of silicon nanowires and their quantum confinement effect / S.Q. Feng, D.P. Yu, H.Z. Zhang [et al.] // *J. Cryst. Growth.* – 2000. – Vol. 209. – P. 513–517.
141. Fabrication and electrical properties of Si nanowires synthesized by Al catalyzed vapor-liquid-solid growth / Y. Ke, X. Weng, J.M. Redwing [et al.] // *Nano Lett.* – 2009. – Vol. 9, № 12. – P. 4494–4499.
142. Wang, Z.W. Structures and energetics of indium-catalyzed silicon nanowires. Z.W. Wang, Z.Y. Li // *Nano Lett.* – 2009. – Vol. 9, № 4. – P. 1467–1471.
143. Structure, growth kinetics, and ledge flow during vapor-solid-solid growth of copper-catalyzed silicon nanowires / C.-Y. Wen, M.C. Reuter, J. Tersoff [et al.] // *Nano Lett.* – 2010. – Vol. 10. – P. 514–519.
144. Chung, S. Silicon nanowire devices / S. Chung, J. Yu, J.R. Heath // *Applied Physics Letters.* – 2000. – Vol. 76, № 15. – P. 2068–2070.
145. Diameter dependent growth rate and interfacial abruptness in vapor-liquid-solid Si/Si_{1-x}Ge_x heterostructure nanowires / T.E. Clark, P. Nimmatoori, K.-K. Lew [et al.] // *Nano Lett.* – 2008. – Vol. 8, № 4. – P. 1246–1252.
146. Givan, U. Pressure-modulated alloy composition in Si_{1-x}Ge_x nanowires / U. Givan, F. Patolsky // *Nano Lett.* – 2009. – Vol. 9, № 5. – P. 1175–1779.
147. Band-gap modulation in single-crystalline Si_{1-x}Ge_x nanowires / J.-E. Yang, Ch.-B. Jin, Ch.-J. Kim, M.-H. Jo // *Nano Lett.* – 2006. – Vol. 6, № 12. – P. 2679–2684.
148. Paul, D.J. Si/SiGe heterostructures: from material and physics to devices and circuits / D.J. Paul // *Semicond. Sci. Technol.* – 2004. – Vol. 19, № 10. – P. R75–R108.
149. Diameter-dependent composition of vapor-liquid-solid grown Si_{1-x}Ge_x nanowires / X. Zhang, K.-K. Lew, P. Nimmatoori [et al.] // *Nano Lett.* – 2007. – Vol. 7. – P. 3241–3245.

150. SiGe nanowire growth and characterization / Ch. Qi, G. Goncher, R. Solanki, J. Jordan // *Nanotechnology*. – 2007. – Vol. 18. – P. 075302–1–5.
151. Вдосконалення технології вирощування ниткоподібних кристалів кремнію та дослідження їх магнетизму / В.М. Цмоць, П.Г. Литовченко, Ю.В. Павловський І.П. Островський, Н.Т. Павловська, А.Н. Щупляк // *Матеріали електронної техніки та сучасні інформаційні технології (МЕТІТ-3): тези III Міжнародної науково-практичної конференції*. – Кременчук, 2008. – С. 144–145.
152. Вдосконалення технології вирощування ниткоподібних кристалів кремнію та дослідження їх магнетизму / Цмоць В.М., Литовченко П.Г., Павловський Ю.В. І.П. Островський, Н.Т. Павловська, А.Н. Щупляк // *Нові технології*. – 2008. – С. 113–118.
153. Шефер, Г. Химические транспортные реакции / Г. Шефер. – М.: Мир, 1964. – 189 с.
154. Разработка методов получения материалов, обладающих необходимыми механическими характеристиками, – нитевидных полупроводниковых кристаллов и создание на их основе датчиков механических величин: [Отчет о НИР] / Львов. орд. Ленина политех. ин-т им. Ленинского комсомола. – № 1.3.2.5(4). – Львов, 1980. – 282 с.
155. Островский, И.П. Исследование морфологии нитевидных кристаллов кремния / И.П. Островский, Я.С. Гий // Тезисы докл. X Национальной конф. по росту кристаллов (НКРК-2002). – 24–29 ноября. – Москва, 2002. – С. 556.
156. Структурні та мікромеханічні властивості ниткоподібних кристалів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ / Литовченко П.Г., Павловська Н.Т., Павловський Ю.В., Островський І.П. // *Актуальні проблеми фізики, математики та інформатики*. Щорічний науковий журнал. – Дрогобич, ДДПУ імені І. Франка. – 2014. – №6. – С. 2–6.
157. Klimovskaya, A.I. Wire-like submicron crystal as a natural heterostructure / A.I. Klimovskaya, I.V. Prokopenko, I.P. Ostrovskii // *J. Phys. Condens.*

- Matter. – 2001. – Vol. 13. – P. 5923–5927.
158. Growth and transport properties of complementary germanium nanowire field-effect transistors / A.B. Greytak, L.J.Lauhon, M.S.Gudiksen, C.M.Lieber // *Applied Physics Letters* – 2004.– Vol. 84, № 21. – P. 4176–4178.
159. Пат. 77284 України, МПК(2006) G01R 33/16. Пристрій для вимірювання магнітної сприйнятливості матеріалів / Цмоць В.М., Паньків І.С., Паньків Л.І., Павловський Ю.В., Петренко В.В., Кавецький Т.С., Лабовка Д.В., Лучкевич М.М., Охримович Р.В., Салань В.П., Цюпер М.В.; заявник і власник Дрогобицький державний педагогічний університет імені І. Франка. – №20041008650; заявл. 25.10.2004; опубл. 15.11.2006, Бюл. № 11.
160. Апаратно-програмний комплекс до установки для вимірювання магнітної сприйнятливості слабомагнітних матеріалів / В. Цмоць, А. Щупляк, Ю. Павловський, Н. Павловська // *Сучасні комп'ютерні інформаційні технології: матеріали II Всеукраїнської школи-семінару молодих учених та студентів.* – Тернопіль, 2012. – С. 111.
161. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений / Г.С. Кринчик. – М.: Наука, 1985. – 368 с.
162. Magnetic Susceptibility of $Cd_xHg_{1-x}Te$ / V.I. Ivanov-Omskii, B.T. Kolomiets, V.K. Ogorodnikov [et al.] // *Phys. Stat. Sol. (A)*. – 1972. – Vol. 14, № 51. – P. 51–58.
163. Study and simulation of magnetic susceptibility of Si and $Si_{0.95}Ge_{0.05}$ whiskers / V.M. Tsmots, P.G. Litovchenko, N.T. Pavlovska, Yu.V. Pavlovskyy, I.P. Ostrovskyy // *Semiconductors*. – 2010. – Vol. 44, No. 5. – P. 623–627. Original russian text published in *Fizika i tekhnika poluprovodnikov*. – 2010. – Vol. 44, No. 5. – P. 649–653.
164. Ferrari, E.F. Influence of the distribution of magnetic moments on the magnetization and magnetoresistance in granular alloys / E.F. Ferrari, F.C.S. da Silva, M. Knobel // *Phys. Rev. B*. – 1997. – Vol. 56, Iss. 10. – 6086–6090.
165. Anisotropic superparamagnetism of monodisperse cobalt-platinum

- nanocrystals / F. Wiekhorst, E. Shevchenko, H. Weller, J. Kötzler. // *Phys. Rev. B.* – 2003. – Vol. 67, Iss. 22. – 224416–224421.
166. Многофункциональный датчик давления и температуры на основе твердых растворов SiGe / А.А. Дружинин, И.П. Островский, С.Н. Матвиенко, А.М Вуйцик // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре.* – 2005. – Т.60, № 6. – С. 24–26.
167. Дружинін, А.О. Фізичні основи створення сенсорів низьких температур на базі ниткоподібних кристалів Si-Ge / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Ю.Р. Когут // *Сенсорна електроніка та мікросистемні технології.* – 2007. – № 1. – С. 8–13.
168. Бакиров, М.Я. Электронные приборы на основе твердых растворов Si-Ge / М.Я. Бакиров. – Баку: Электромаш, 1986. – 140 с.
169. Makarenko L.F. Do we know the energy levels of radiation defects in silicon? / L.F. Makarenko // *Physica B.* – 2001. – № 308–310. – P. 465–469.
170. Second-order generation of point defects in highly irradiated float zone silicon-annealing studies / I. Pintilie, E. Fretwurst, G. Kramberger [et al.] // *Physica B.* – 2003. – № 340-342. – P. 578–582.
171. Радіаційна стійкість ниткоподібних кристалів Si-Ge для сенсорів фізичних величин / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Ю.М. Ховерко, П.Г. Литовченко, Н.Т. Павловська, Ю.В. Павловський, В.М. Цмоць, В.Ю. Поварчук // *Сучасні інформаційні та електронні технології (СІЕТ-2010): твори XI міжнародної науково-практичної конференції, 24 – 28 травня.* – Одеса, 2010. – Т. 2. – С. 127.
172. Вплив опромінення γ -квантами на зміни електро- та магнітоопору ниткоподібних кристалів Si-Ge / Н.Т. Павловська, А.О. Дружинін, І.П. Островський, Ю.М. Ховерко, П.Г. Литовченко, В.М. Цмоць, Ю.В. Павловський, В.Ю. Поварчук // *Сенсорна електроніка та мікросистемні технології (СЕМСТ-4): тези доповідей 4-ої Міжнародної науково-технічної конференції, 28 червня – 2 липня.* – Одеса, 2010. – С. 300.
173. Зміни фізичних параметрів ниткоподібних кристалів SiGe зумовлені

- радіаційним опроміненням / Н.Т. Павловська, І.П. Островський, Ю.М. Ховерко, Ю.В. Павловський, В.М. Цмоць, П.Г. Литовченко, А.Я. Карпенко, В.Ю. Поварчук // Актуальні проблеми фізики напівпровідників: тези доповідей VII міжнародної школи-конференції, 28 вересня – 1 жовтня. – Дрогобич, 2010. – С. 125–126.
174. Вплив опромінення γ -квантами на властивості ниткоподібних кристалів Si-Ge / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Ю.М. Ховерко, П.Г. Литовченко, Ю.В. Павловський, Н.Т. Павловська, В.М. Цмоць // Фізика і хімія твердого тіла. – 2010. – Т. 11. – № 1. – С. 89–92.
175. Вплив опромінення γ -квантами на властивості ниткоподібних кристалів / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Ю.М. Ховерко, В.М. Цмоць, Ю.В. Павловський, Н.Т. Павловська, В.Ю. Поварчук // Фізика і технологія тонких плівок та наносистем: матеріали XXII Міжнародної конференції, 18–23 травня. – Івано-Франківськ, 2009. – Том. 2. – С. 48–49.
176. Magnetoresistance and magnetic susceptibility of doped Si-Ge whiskers / А.А. Druzhinin, I.P. Ostrovskii, Iu.R. Kogut, J.K. Warchulska // Functional Materials. – 2007. – №14. – Р. 4–8.
177. Радиационная стойкость нитевидных кристаллов SiGe, используемых для сенсоров физических величин / А.А. Дружинин, И.П. Островский, Ю.Н. Ховерко, П.Г. Литовченко, Н.Т. Павловская, Ю.В. Павловский, В.М. Цмоць, В.Ю. Поварчук // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2011. – №1–2. – С. 10–12.
178. Исследование влияния электронного облучения на кремниевые тензорезисторы / А.А. Дружинин, И.И. Марьямова, А.П. Кутраков [и др.] // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2010 – № 1. – С. 26–29.
179. Магнетосопротивление облученных протонами нитевидных кристаллов $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ / Н.Т. Павловская, П.Г. Литовченко, А.Я. Карпенко, Ю.О. Угрин, Ю.В. Павловский, А.А. Дружинин, И.П. Островский // Кремний 2012: материалы 9-той международной конференция. – Санкт-

Петербург. – 2012. – С. 185–186.

180. Вплив протонного опромінення на властивості легованих НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ р-типу / А.О. Дружинін, І.П. Островський, Ю.М. Ховерко, П.Г. Литовченко, Н.Т. Павловська, Ю.В. Павловський, Р.М. Корецький // Фізика і хімія твердого тіла. – 2012. – Т. 13, № 3. – С. 604–606.
181. Влияние облучения протонами и нейтронами на электромагнитные свойства нитевидных кристаллов Si-Ge / Н.Т. Павловская, П.Г. Литовченко, А.Я. Карпенко, А.П. Литовченко, Ю.В. Павловский, Ю.О. Угрин, И.П. Островский, А.А. Дружинин // Взаимодействие излучений с твердым телом: материалы 10-ой Международной конференция, 24 – 27 сентября. – Минск, 2013. – С. 134–136.
182. Магнетосопротивление облученных протонами нитевидных кристаллов $\text{Si}_{0,97}\text{Ge}_{0,03}$ / Н.Т. Павловская, П.Г. Литовченко, А.Я. Карпенко, Ю.О. Угрин, Ю.В. Павловский, А.А. Дружинин, И.П. Островский // Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. – 2015. – Т. 18, № 1. – С. 69–74.
183. Вплив протонного опромінення на властивості ниткоподібних кристалів Si-Ge / П.Г. Литовченко, А.О. Дружинін, І.П. Островський, Ю.М. Ховерко, А.Я. Карпенко, Н.Т. Павловська, В.М. Цмоць, Ю.В. Павловський // Сенсорна електроніка та мікросистемні технології (СЕМСТ-4): тези доповідей 4-ої Міжнародної науково-технічної конференції, 28 червня – 2 липня. – Одеса, 2010. – С. 181.
184. Вплив протонного опромінення на фізичні властивості ниткоподібних кристалів Si-Ge / П.Г. Литовченко, А.О. Дружинін, І.П. Островський, Ю.М. Ховерко, А.Я. Карпенко, Н.Т. Павловська, В.М. Цмоць, Ю.В. Павловський // Сенсорна електроніка та мікросистемні технології. – 2010. – Т. 1. – № 4. – С. 5–8.
185. Проявление E_2 -проводимости в магнитосопротивлении многодолинных полупроводников / Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Т.А. Полянская, А.С. Саидов // ФТП. – 1999. – Т. 33, № 2. – С. 161–169.

186. Гайдар Г.П. Отжиг радиационных дефектов в кремнии / Г.П. Гайдар // Электронная обработка материалов. – 2012. – Т. 48, № 1. – С. 93–105.
187. Эффекты самоорганизации радиационных дефектов в кремнии, облученном высокоэнергетическими легкими ионами / В.И. Варнина, А.А. Гроза, П.Г. Литовченко [и др.] // Взаимодействие излучений с твердым телом: материалы 9-ой Международной конференции, 20-22 сентября 2011 г. – Минск, Беларусь. – С. 110–112.
188. Особенности отжига дивакансий в кремнии, содержащем разупорядоченные области / И.В. Антонова, А.В. Васильев, В.И. Панов, С.Е. Шаймеев // ФТП. – 1989. – Т. 23, № 6. – С. 1076–1079.
189. Divacancies in Proton Irradiated Silicon: Comparison of Annealing Mechanisms Studied with Infrared Spectroscopy and Positron Annihilation. Nucl. Instrum. Methods / R. Poirier, V. Avalos, S. Dannefaer [et al.] // Phys. Res. B. – 2003. – Vol. 206. – P. 85–89.
190. Влияние термообработки на перестройку кислородсодержащих дефектов в кремнии / Ю.Н. Далуда, В.В. Емцев, П.Д. Кервалишвили [и др.] // ФТП. – 1987. – Т. 21, № 7. – С. 1283–1288.
191. Бонч-Бруевич, В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. – М.: Наука, 1977. – 678 с.
192. Magnetic and magnetoresistive characteristics of neutron-irradiated $\text{Si}_{0.97}\text{Ge}_{0.03}$ whiskers / P.G. Litovchenko, N.T. Pavlovska, Yu.V. Pavlovskyy, Yu.O. Ugrin, G. Luka, I.P. Ostrovskyy // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. – 2014. – Vol. 17, N 4. – P. 186–190.
193. Долгоненко О.П. Ефекти кластеризації радіаційних дефектів в атомарних і бінарних напівпровідниках: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня д-ра фіз.-мат. наук: 01.04.07 / Долгоненко О.П.; НАН України. – К., 2008. – 40 с.
194. Magnetic susceptibility and magnetoresistance of neutron-irradiated doped Si whiskers. Original Research Article / A.A. Druzhinin, I.P. Ostrovskii, Yu.M. Khoverko, K. Rogacki, P.G. Litovchenko, N.T. Pavlovska, Yu.V.

- Pavlovskyy, Yu.O. Ugrin // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2015. – Vol. 393, N. 1. – P. 310–315.
195. Magneto-resistance of $\text{Si}_{0.97}\text{Ge}_{0.03}$ whiskers irradiated by reactor fast neutrons / N.T. Pavlovska, P.G. Litovchenko, A.Ya. Karpenko, Yu.O. Uhryn, Yu.V. Pavlovskiy, I.P. Ostrovskii, Yu.M. Khoverko // *Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy: materials the 4-th International Conference. Proceedings*. – Kiev, 2013. – Part II. – P. 547–549.
196. The impact of neutron irradiation on the physical parameters of SiGe whiskers / N.T. Pavlovska, P.G. Litovchenko, A.Ya. Karpenko, Yu.V. Pavlovskiy, I.P. Ostrovskii, Yu.M. Khoverko // *Current problem in nuclear physics and atomic energy: materials the 4-th international conference*. – Kiev, 2012. – P. 146–147.
197. Магнетосопротивление облученных нейтронами нитевидных кристаллов $\text{Si}_{0.97}\text{Ge}_{0.03}$ / Н.Т. Павловская, П.Г. Литовченко, Ю.В. Павловский, Ю.О. Угрин // *Кремний-2014: тезисы докладов X конференции по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на его основе, 7-12 июля*. – Иркутск, 2014. – С. 162.
198. Смит, Р. Полупроводники / Р. Смит. – М.: Мир, 1992. – 558 с.
199. Пат. 87695 України, МПК(2009) H01L 21/66, G01R 31/26. Спосіб визначення основних параметрів, а саме концентрації і рухливості неосновних носіїв заряду в твердих тілах / Угрин Ю.О.; заявник і власник патенту Дрогобицький державний педагогічний університет імені І. Франка. – № а2007 01976; завл. 26.02.2007; опубл. 10.08.2009, Бюл. № 15.
200. Ougrin, Y. About the absence of the Hall effect anomaly in superconductors / Y. Ougrin // *The 1977 Intern. workshop on superconductivity co-sponsored by ISTECS and MRS, June 15–18, 1977*. – Big Island, Hawaii, USA. – P. 403–405.