

Власник документу:
Бевза Олег Миколайович

ID перевірки:
1000773446

Дата перевірки:
13.12.2019 17:32:41 GMT+0

Тип перевірки:
Doc vs Internet + Library

Дата звіту:
14.12.2019 17:46:15 GMT+0

ID користувача:
90740

Назва документу: 2019_ Євтушенко Ігор_ Датчик інфрачервоного випромінювання _

ID файлу: 1000784313 Кількість сторінок: 28 Кількість слів: 13876 Кількість символів: 103715 Розмір файлу: 408.00 KB

7.34% Схожість

Найбільша схожість: 2.61% з джерело <http://znaimo.com.ua/%D0%9C%D0%BE%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%83%D0%BB>

7.04% Схожість з Інтернет джерелами 59 Page 30

0.3% Текстові збіги по Бібліотеці акаунту 7 Page 30

0% Цитат

Не знайдено жодних цитат

0% Вилучень

Вилучений текст відсутній

Підміна символів

Заміна символів 94

Датчик інфрачервоного випромінювання

Євтушенко Ігор Олександрович.

АНОТАЦІЯ

В магістерській дисертації проведено огляд науково-технічної літератури по призначенню та конструкції датчиків інфрачервоного випромінювання. Показано перспективами використання нітриду галію в електронній техніці для виробництва побутових та промислових датчиків інфрачервоного випромінювання. Проведено аналіз впливу конструктивних особливостей на перспективу розвитку датчиків ІЧ випромінювання. Розглянуті перспективні технології для створення ефективних датчиків. Розроблене експериментальне устаткування для дослідження росту епітаксialьних плівок GaN і Al_xGa_{1-x}N та виміру параметрів плівок. Запропонована методика розрахунку параметрів епітаксialьних плівок.

ВВЕДЕННЯ

Інтенсивний розвиток високих технологій з початку 80-х років став потужною основою для створення унікальних приладів, які розширюють можливості сприйняття і пізнання людиною навколишнього світу. Яскравий приклад подібних пристроїв - системи візуалізації зображення в інфрачервоному діапазоні випромінювання, основними елементами яких є матричні твердотільні приймачі. Розробка систем, які дозволяють впевнено орієнтуватися при відсутності або істотному обмеженні видимості (в повній темряві, при сильній задимленості або в тумані), постійно і наполегливо стимулювалася спеціальними службами і військово-промисловими підприємствами. Портативні та стаціонарні системи інфрачервоного бачення спеціального призначення були випробувані і показали свою ефективність для створення нових можливостей контролю аварійних ситуацій та тактичних переваг на театрах бойових дій. Пристрої та датчики інфрачервоного діапазону є типовими представниками широкого класу приладів подвійного призначення і все більш використовуються при вирішенні суто громадянських проблем. Ринок в цій області далеко не насичений, і слід очікувати інтенсивного розвитку в найближчому майбутньому виробництва приладів інфрачервоного бачення з розширеними функціями та покращеними користувацькими характеристиками [1-3].

Матричні інфрачервоні приймачі є приладами, які створюють зображення з потоку сигналів від масиву елементарних фото-вольтаїчних перетворювачів (так званих, пікселів), в яких відбувається зміна енергетичного стану електрона в межах *p-n*-структур при поглинанні кванту випромінювання. Отримана енергія переводить електрон в суміжну область з іншим електричним балансом, що призводить до розведення зарядів і виникнення потенціалів.

Інфрачервоні приймачі переводять в зображення видимого оком спектру випромінювання інфрачервоний діапазон на відстанях до 1000÷1500 м. Сучасні інфрачервоні приймачі дозволяють впевнено розрізняти об'єкти з температурою, що відрізняється від фонового випромінювання на соті частки градуса. Мета дисертації – вивчити перспективи розвитку елементарних фотовольтаїчних перетворювачів інфрачервоного діапазону випромінювання і створення на їх основі широкого класу приладів масового та спеціального призначення [4].

1 ВЛАСТИВОСТІ НІТРИДУ ГАЛІЮ

1.1 Перспективи використання нітриду галію в електронній техніці

Сприятливе поєднання багатьох фізико-хімічних властивостей нітриду галію відкриває перед ним широкі перспективи застосування в різних областях електронної техніки. Висока термічна, хімічна і радіаційна стійкість нітриду галію дозволяє використовувати його для виготовлення приладів, що працюють при підвищених температурах і в несприятливих умовах. Хороша теплопровідність знімає багато проблем охолодження робочої області, а поєднання високої швидкості насичення електронів і значного поля пробою, робить його придатним для виготовлення потужних високочастотних і високотемпературних транзисторів. Прямий характер між зонних переходів, велика ширина забороненої зони,

утворення твердих розчинів ізоморфного заміщення з нітридом алюмінію і індієм обумовлюють можливість значного розширення спектрального діапазону роботи виготовлених на його основі світло випромінюючих і фото-приймальних пристроїв [5].

Велика ширина забороненої зони і прямозонна структура, хороша теплопровідність і висока швидкість насичення електронів, в поєднанні з високою хімічною і термічною стійкістю нітриду галію, роблять його перспективним матеріалом, як для пристроїв оптоелектроніки короткохвильового діапазону, так і для виробів силової і високочастотної електроніки, що володіють підвищеною радіаційною стійкістю і здатні працювати в несприятливих умовах високих температур і агресивних середовищах.

Останніми роками інтерес до нітриду галію значно виріс у зв'язку з практичними успіхами в здобутті високоякісних епітаксціальних шарів (ЕШ) і реалізація на їх основі ефективних світло випромінюючих діодів для синього і синьо-зеленої області спектру, а також синіх лазерних діодів. Результати цих досліджень і розробок знайшли віддзеркалення в великій кількості публікацій, а також у ряді оглядових робіт.

У свою чергу, доступність для дослідження матеріалу суттєво вищого ґатунку привела в кінці 80-х – початку 90-х років до значного прогресу в матеріалознавстві нітриду галію.

1.1.1 Кристалічна структура

Для об'ємного нітриду галію, що має стабільною термодинамічну кристалічною структурою за нормальних умов є структура вюрцит ($\text{GaN}_{(в)}$); при підвищених тисках (37–65 ГПа) стійкішою стає структура типу повареної солі ($\text{GaN}_{(п.с.)}$). Нітрид галію із структурою сфалериту ($\text{GaN}_{(сф)}$) є метастабільною модифікацією у всьому вивченому діапазоні тиску, хоча наголошується, що його утворення можливе при епітаксії в області відносно низьких температур на підкладці з кубічною симетрією. Значення періодів ґратки, вказаних структурних модифікацій, (таблиця. 1.1), страждають значною розбіжністю, визначеним, вочевидь, різною мірою структурної досконалості досліджених кристалів [6].

Таблиця 1.1 Значення періодів ґратки різних модифікацій нітриду галію (300 К)

Дані про дефекти кристалічної ґратки нітриду галію базуються в основному на результатах дослідження ЕШ $\text{GaN}_{(в)}$. Багато авторів пов'язують електрофізичні властивості ЕШ з наявністю власних точкових дефектів (ВТД) структури, наприклад, вакансію азоту зазвичай розглядають як власного донора. Результати розрахованої оцінки енергії утворення ВТД, виконані з врахуванням положення рівня Фермі в забороненій зоні $\text{GaN}_{(в)}$, показують, що утворення вакансій азоту переважніше в р- $\text{GaN}_{(в)}$, тоді як в п- $\text{GaN}_{(в)}$ найбільш енергетично вигідним являється утворення вакансій галію (рис.1.1).

Рисунок 1.1. Залежність енергії утворення (E_0) ВТД від положення рівня Фермі в $\text{GaN}_{(в)}$: 1 - З даних (рис.1.1.) витікає також, що утворення анти-структурних дефектів і між вузлових атомів в $\text{GaN}_{(в)}$ є енергетично менш переважними, чим утворення вакансій (очевидно, внаслідок значної відмінності ковалентних радіусів атомів галію ($r = 0,126$ нм) і азоту ($r = 0,075$ нм)). Це істотно відрізняє його від багатьох традиційних напівпровідників (наприклад Si, GaAs, ZnSe), в яких антиструктурні дефекти і між-вузлові атоми ґрають важливу роль [7].

1.1.2. Зонна структура

Основні параметри зонної структури нітриду галію різних модифікацій приведені в таблиці 1.1. а загальний вигляд зонної структури зображений на рис.1.1.

Слід зазначити, що для $\text{GaN}_{(в)}$ характерна значна не параболічність валентних підзон поблизу максимуму (Γ) і, як наслідок, непридатність наближення ефективної маси (рис.1.3). При цьому із-за низької симетрії $\text{GaN}_{(в)}$ в порівнянні з напівпровідниками сфалеритної модифікації, для нього характерно набагато менш виражений вплив механічної напруги на зонну структуру.

Таблиця 1.2 Параметри зонної структури різних модифікацій нітриду галію.

Рисунок 1.2 – Зонна структура основних модифікацій нітриду галію:

а - $\text{GaN}_{(в)}$; б - $\text{GaN}_{(сф)}$; в - $\text{GaN}_{(п.с.)}$

Г – в центрі зони Брілюена; X – в середині малого квадрату, лінія, яка веде від Г до X позначається буквою Δ; L – в середині великого шестигранника, лінія, яка веде від Г до L позначається Λ; K – на середині сторони шестигранника, лінія, яка веде від Г до K позначається Σ.

Необхідно відзначити, що при теоретичному розгляді зонних структур нітриду галію важливо враховувати помітне перекриття хвильових функцій 3d-електронів атомів галію і 2s- і 2p- електронів атомів азоту. Зневага вказаним взаємодіями призводить до отримання некоректних результатів [8].

Рисунок 1.3. Дисперсія підзон валентної зони GaN_(B) поблизу головного максимуму (Г). Штрихова лінія відображає розрахунок дисперсії в наближенні ефективної маси.

Така взаємодія, що призводить до аномального послаблення енергії зв'язку в GaN_(B), є причиною, що спостерігається відносно зменшення ширини забороненої зони і збільшення періоду ґратки в порівнянні з закономірною зміною цих властивостей у відповідних ізоаніонних рядах з'єднань.

1.1.3 Фізико-хімічні властивості

Основні термодинамічні параметри GaN_(B) і GaN_(CF) представлені в табл.1.3. На рис.1.4 змальовані відомі експериментальні і розрахункові температурні залежності теплоємності GaN_(B). У відсутність експериментальних даних вироблена розрахункова оцінка аналогічної залежності для GaN_(CF)

де в Дж/(моль·К) і Т в К.

Таблиця 1.3 Основні термодинамічні параметри нітриду галію [9].

Рисунок 1.4 – Експериментальна (Т) і розрахункові температурні залежності теплоємності GaN_(B)

Основні теплофізичні властивості GaN_(B) показані в таблиці 1.4. Видно, що в оцінці температури плавлення нітриду галію спостерігається великий розкид. Ці відмінності пов'язані з високим рівноважним тиском над GaN_(B) при високих температурах і зв'язаних з цим труднощами вимірювання (з цієї ж причини експериментальні дані по діаграмі стану системи Ga-N обмежені вузькою областю складів, відповідної < 0,5 % (ат.) N.

Таблиця 1.4 Теплофізичні властивості GaN_(B). [10]

1.1.4 Хімічні властивості і термічна стабільність

Нітрид галію характеризується змішаним ковалентно-іонним зв'язком. Доля іонного зв'язку GaN_(B), оцінена на основі шкали іонності Філіпса по уточнених експериментальних даних, складає 0,397. Для GaN_(CF) запропоновано використовувати значення міри іонності, яке дорівнює 0,389.

GaN_(B) стійкий в киплячій воді, практично не взаємодіє з сірчаною, соляною, азотною кислотами і царською горілкою, реагує з гарячими розчинами лугів (NaOH, KOH). Швидкість його взаємодії з основами можна підвищити, піддаючи матеріал лазерному опроміненню з довжиною хвилі меншою, ніж довжина хвилі фундаментального випромінювання GaN_(B), відповідного переходу зона–зона (360 нм).

На повітрі GaN_(B) починає окислюватися при нагріві вище 1100 К. Стійкість його до термічного розкладання залежить від середовища, в якому він піддається нагріву. Так, якщо у вакуумі GaN_(B) стабільний до 1300 К, то у присутності водню він починає розкладатися вже при 900 К, а при 1200 К спостерігається активна дисоціація з'єднання з утворенням крапель галію на поверхні.

1.1.5 Електрофізичні і оптичні властивості

Є відомості про отримання нелегованого GaN_(B) як n-, так і p-типу провідності. У більшості випадків концентрація носіїв заряду в n-GaN_(B) досить велика і перевищує 1·10¹⁷ см⁻³.

Є декілька точок зору на природу високих концентрацій електронів в нелегованих ЕШ GaN_(B).

Дотримується думки, що це пов'язано з власними точковими дефектами кристалічної ґратки, і основну роль грають вакансії в азотній підґратці. Проте розрахункові оцінки показали, що ізольовані азотні вакансії (одинарний донор) не можуть служити єдиним

джерелом, що виявляється в n-GaN_(B) високою концентрацією електронів. Експериментальні вимірювання показали, що в ЕШ GaN_(B) з концентрацією електронів, перевищуючої $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, високу міру компенсації ($N_A/N_D=0,4$). Важливу роль у формуванні електричних властивостей нітриду галію грають вакансії галію. Вони є трикратно зарядженими акцепторними центрами, які частково компенсують донори невідомого походження.

Іншою причиною високої концентрації електронів може бути попадання донорних домішок, зокрема кисню. Слід зазначити і значний вплив водню на тип провідності отриманого матеріалу. Зазвичай процес епітаксії проводять в атмосфері водню, в результаті чого ЕШ мають n-тип провідності із-за пасивації воднем акцепторів, а також, можливо, через формування донорних комплексів, що включають водень. Нарощування ЕШ у вакуумі або в інертній атмосфері може призводити до здобуття матеріалу р- типу, мабуть, внаслідок впливу фонові домішки вуглецю.

Необхідно відзначити, що практично всі дані по електрофізичним властивостям нітриду галію отримані на основі вимірів характеристик ЕШ, вирощених на чужорідних підкладках. Внаслідок цього, з точки зору фундаментальності, ці дані носять відносний характер. Наприклад, окрім вказаних вище за причини, на утворення і взаємодії електрично-активних центрів в GaN_(B) можуть надавати напруження, викликані не відповідністю параметрів ґратки і коефіцієнтів термічного розширення між ЕШ і підкладкою, вносячи, таким чином, свій вклад до формування вимірюваних параметрів.

Температурна залежність рухливості носіїв заряду добре узгоджується з загальним для напівпровідникових з'єднань A^{III}B^V уявленням про переважання при низьких температурах розсіювання на іонах домішок, а при високих – на оптичних фонах. Дійсно, в області температур 50...70 К рухливість пропорційна T^2 , а в інтервалі 70...300 До – $\sim T^{-1}$. GaN_(B) з концентрацією електронів, перебільшуючи $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, демонструє металевий характер провідності по зоні домішок. Якщо концентрація донорів менше, ніж концентрація глибоких рівнів, які, як відомо, присутні в GaN_(B), то матеріал буде повністю компенсованим з рівнем Фермі, зафіксованому на цих глибоких рівнях. У таких випадках транспорт здійснюється шляхом прижкової провідності по центрах компенсації, призводячи до низької рухливості електронів. Енергія термічної активації власних донорів при температурі 20°C лежить в межах від 5 до 42 МеВ.

Як правило, рухливість електронів в ЕШ, вирощених на А-площині (1120) підкладок сапфіру, вище, ніж в шарах, вирощених на звичайно використовуваної С-площині (0001). Це пов'язано з тим, що, в першому випадку невідповідність ґраток ЕШ і підкладки складає лише 1,6 %, в порівнянні з 14 % у другому; крім того на А-площині легко забезпечити високу якість поліровки.

Рухливість дірок в GaN_(B) при температурі 20°C складає $(1...1,6) \cdot 10^2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $p=(0,2...3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Характер зміни рухливості дірок від температури аналогічний поведінці рухливості електронів: при низьких температурах ($T < 200 \text{ К}$) домінує розсіяння на іонах домішок, а при високих температурах ($T > 200 \text{ К}$) – на оптичних фонах.

Розрахункова максимальна дрейфова швидкість електронів для GaN_(B) і GaN_(CФ) приблизно однакова $\sim 2,5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ при напруженості електричного поля 110 і 180 кВ/см відповідно. Рухливість електронів в GaN_(CФ) з $n=6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ досягає $760 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 300 К, і $11000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 50 К, різко знижуючись із зростанням n. Рухливість дірок в GaN_(CФ) зменшується з 39 до $3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при відповідній зміні концентрації дірок з $8 \cdot 10^{16}$ до $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Для GaN_(B) залежність коефіцієнта поглинання (α) від енергії фотонів (E) в області, що перевищує ширину забороненої зони (E_g), має характерний для прямо зонних напівпровідників вигляд: $\alpha = E^n$, де $E_g = 3,4 \text{ еВ}$. При $E < 1,5 \text{ еВ}$ домінує поглинання на вільних носіях і виконується залежність: $\alpha = E^n$, де $n=2,5...3,9$ залежно від рівня легуваності; у діапазоні $1,7 < E < 3,0 \text{ еВ}$, поглинання здійснюється за участю глибоких центрів в забороненій зоні і

Таким чином, представлений результати показує, що нітрид галію володіє цілим комплексом необхідних фундаментальних властивостей для виготовлення на його основі

світло-випромінюючих приладів на зелену, синю і найближчу УФ частини спектру, фото-приймачів на вказаний діапазон і потужних, високочастотних, високотемпературних транзисторів.

1.2 Техніка та технологія отримання об'ємних монокристалів

Традиційні методи вирощування монокристалів з розплаву стосовно GaN практично не реалізуються, через високу температуру плавлення з'єднання () і надзвичайно високого тиску пари азоту () над його розплавом.

Основні зусилля направлені на розробку процесів здобуття монокристалів з розчину азоту в розплаві галію. По даним, пряма взаємодія N_2 з розплавом Ga може відбуватися лише при температурах вище $1000^\circ C$ і тиску N_2 , що перевищує 10 МПа. Слід при цьому відзначити, що спонтанні умови створення у випробуваних варіантах методу заважає здійсненню контрольованого зростання монокристалів, а із-за низької розчинності N_2 в розплаві Ga навіть при високих температурах, швидкість росту виявляється малою і дозволяє отримувати кристали, лінійні розміри яких не перевищують декількох міліметрів.

1.2.1 Отримання епітаксціальних шарів

Основною проблемою при розробці процесів епітаксціального осадження нітриду галію являється відсутність термічно стійких матеріалів для підкладок високої структурної досконалості, що задовольняють умові узгодження періодів кристалічної решітки і коефіцієнтів термічного розширення (КТР) з GaN. Через відсутність об'ємних монокристалів GaN, які по геометричним розмірам і якості структури були б технологічно прийнятні для виготовлення підкладок.

При виборі підкладкового матеріалу необхідно враховувати, що нітрид галію може кристалізуватися в двох структурних модифікаціях – гексагональною (структура типу вюртциту – $GaN_{(B)}$) і кубічною (структура типу сфалериту – $GaN_{(CФ)}$), яка за нормальних умов є метастабільною.

Досягнуті до теперішнього часу успіхи в приладовій реалізації нітриду галію ґрунтуються в основному на прогресі в епітаксціальній технології $GaN_{(B)}$, що забезпечив здобуття високоякісних ЕШ, контрольоване і відтворне легування їх домішками як n-, так і р-типа. Для $GaN_{(B)}$, відпрацьовані технології травлення і нанесення контактів, успішно розвиваються методи здобуття твердих розчинів з нітридом алюмінію і індію в широкому діапазоні зміни складу.

В той же час, в силу вищій симетрії $GaN_{(CФ)}$ володіє рядом потенційних переваг перед $GaN_{(B)}$. Зокрема для нього характерна менша ефективна маса і велика рухливість носіїв заряду, велика ефективність іонізації акцепторних домішок. По теоретичним оцінкам, оптичне посилення в квантових ямах $GaN_{(CФ)}$ має бути вище, ніж в квантових ямах $GaN_{(B)}$. Все це стимулює безперервні зусилля по розробці технології отримання якісних ЕШ $GaN_{(CФ)}$.

1.2.2 Вибір підкладки

Підкладки для ЕШ $GaN_{(B)}$.

Основ структурні і термічні характеристики $GaN_{(B)}$ і можливих підкладкових матеріалів представлені в таблиці. 1.5 [11].

Таблиця 1.5 Підкладкові матеріали для $GaN_{(B)}$

Близькість основних параметрів $GaN_{(B)}$ і ZnO робить оксид цинку одним з найбільш привабливих матеріалів для виготовлення підкладок. Важливо також, що ZnO – матеріал ізоморфний $GaN_{(B)}$, а це означає, що протяжних дефектів, які утворюються на рівнях границях розділу підкладки – шар з різної послідовності щільно упакованих шарів, як це має місце в разі GaN/6H-SiC або GaN/ α - Al_2O_3 , можна уникнути.

Ще одним прийнятним матеріалом для підкладки є 6H-SiC. Досить близька відповідність по параметру ґраток і КТР з $GaN_{(B)}$ поєднується в ньому з високою теплопровідністю. Не дивлячись на те, що в даний час можливе здобуття монокристалів 6H-SiC як n-, так і р-типа провідності; використання його в якості підкладки також зтикається з проблемами. Основні з них: відносно невеликі площі вироблюваних пластин 6H-SiC, їх висока вартість, недостатньо висока якість обробки поверхні через значну твердість матеріалу, висока

реакційна активність по відношенню з компонентами, що містять азот, технологічної атмосфери. Вказаних недоліків позбавлені підкладки $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$. Для них відпрацьована технологія отримання пластин крупного діаметру з хорошою якістю обробки поверхні, характерна не висока вартість, а взаємодія з азотовмісними з'єднаннями, наводить до формування на поверхні підкладки шару AlN, використовуваного як буфер. В даний час він є найбільш часто використовуваним матеріалом для підкладки. Вирощування на підкладках $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ЕШ GaN_(в) досить високої структурної досконалості стало можливою з розробкою технології попереднього нарощування буферних шарів.

Підкладки для ЕШ GaN_(сф).

GaN_(в) в звичайних умовах є метастабільною модифікацією GaN, і його здобуття пов'язане з значними труднощами. Для нарощування ЕШ GaN_(сф) придатні підкладки кубічної сингонії (GaAs, GaP, Si).

Основні термічні і структурні властивості GaN_(сф) і можливих матеріалів для підкладок приведені в табл.1.6 [12].

Таблиця 1.6 Підкладки для GaN_(сф)

Слід зазначити, що вони мають цілий ряд переваг перед підкладками гексагональної сингонії ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, 6H-SiC), призначеними для осадження GaN_(в): нижчу вартість, значно більший діаметр пластин, більш високі якості обробки поверхні, доступність підкладок як n- так р-типа провідності.

1.2.3 Основні методи отримання епітаксialьних шарів

В даний час провідні позиції в технології здобуття ЕШ GaN займають методи МОС – гідридної (МОСГЕ) і молекулярно-променевої (МПЕ) епітаксії. У меншій мірі використовується хлоридно-гідридна епітаксія (ХГЕ).

Метод МОС - гідридної епітаксії.

МОСГЕ заснована на взаємодії, що подаються в робочу зону реактора технологічної установи легких галієвих металоорганічних сполук (МОС) і аміаку. В результаті взаємодії по реакції

утворюється нітрид галію, епітаксialьно осаджений на підкладку (де R – зазвичай радикал CH₃ або C₂H₅; "г" – газова фаза; "тв" – тверда фаза).

Процес МОСГЕ проводять при атмосферному або, значно частіше, при зниженому тиску ($\sim 5 \div 15 \cdot 10^3$ Па) в реакторі, що сприяє збільшенню однорідності ЕШ і різкості гетерограниць. При підвищенні температурах (T > 700°C) швидкість росту ЕШ лімітується доставкою компонента з вмістом галію до поверхні підкладки і слабо залежить від температури.

Слід зазначити, що мала швидкість росту ЕШ при МОСГЕ практично зрівнює його з МПЕ в можливостях контрольованого формування низько розмірних гетеро-структур. У разі ж необхідності нарощування відносно товстих ЕШ, деякі дослідники бачать вихід в комбінуванні декількох методів.

Загальними недоліками МОСГЕ є вибухонебезпека і легка займистість використовуваних МОС, можливість забруднення епітаксialьних шарів вуглецем з продуктів розкладання МОС.

Серед безперечних переваг МОСГЕ – хороша керованість процесом зростання, висока продуктивність і можливість здобуття багатшарових, багатокомпонентних гетеро-композицій.

Завдяки вказаним достоїнствам при переході від стадії технологічних розробок до етапу масового виробництва епітаксialьних структур на основі GaN і його твердих розчинів МОСГЕ стає провідним промисловим методом їх створення.

У зв'язку з цим зусилля розробників направлені на вдосконалення технологічного обладнання і методів контролю процесу епітаксії. Так, для підвищення однорідності ЕШ запропонована конструкція реактора з трьома незалежними газовими введеннями, два з яких призначені для напряму основних газових потоків (джерел елементів III і V груп) паралельно поверхні підкладки, а один – для подачі допоміжного потоку (N₂ + H₂) по

нормалі до поверхні. Ідея полягає в поліпшенні перемішування основних потоків і контакту їх з поверхнею кристалізації (рис.1.5.).

Значні успіхи досягнуті останніми роками в контролі процесу МОСГЕ *in situ* шляхом розвитку і адаптації до рішення технологічних завдань ряду оптичних методів. Вони ґрунтуються переважно на аналізі результатів взаємодій поляризованого світла з кристалічною ґратками матеріалу, що облягає, і дозволяють контролювати швидкість росту, склад і морфологію поверхні ЕШ.

Рисунок 1.5 – Схема трьох потокового реактора установки МОС-гідридної епітаксії для зростання ЕШ з'єднань $A^{III}N$: 1 – потік азотовмісного газового джерела; 2– потік елементів A^{III} ; 3 – допоміжний потік газу-носія; 4 – кварцовий фільтр; 5 – камера для формування допоміжного потоку; 6– підкладка; 7– тримач підкладки, що обертається; 8 – нагрівач

Проте, треба відзначити, що використання вказаних методів частенько вимагає дорогого вимірювального устаткування і конструктивних змін в реакторі.

Молекулярно-променева епітаксія.

Молекулярно-променева епітаксія (МПЕ) – це епітаксіальне вирощування в умовах надвисокого вакууму. Дозволяє вирощувати гетероструктури заданої товщини з моноатомно гладкими гетерограницями і із заданим профілем легування. У установках МПЕ є можливість досліджувати якість плівок «*in situ*» (тобто прямо в ростовій камері під час зростання). Для процесу епітаксії необхідні спеціальні добре очищені підкладки з атомарно гладкою поверхнею.

Велике число публікацій за останнє десятиліття про адаптацію методу МПЕ для здобуття гетероструктур на основі GaN і його твердих розчинів. Як вже наголошувалося, одна з проблем полягає в активації азоту, що доставляється до поверхні кристалізації.

При МПЕ GaN як джерело Ga звичайно використовують термічно випарований метал; джерело азоту- всілякі: NH_3 , атомарний азот з азотної плазми різного збудження, N_2H_4 , $N_2H_2(CH_3)_2$, HN_3 та інші. Нетермічна активація азотовмісних реагентів дозволяє понизити температуру зростання ЕШ GaN_(B) на 200–300°C порівняно з іншими епітаксіальними методами, при цьому проведення процесу при вищих температурах наводить до збільшення швидкості росту ЕШ [13].

Важливим параметром процесу є співвідношення потоків атомів галію і азоту, що потрапляють на поверхню зростаючого шару. Воно впливає на баланс елементарних процесів, що протікають на поверхні підкладки. Хемосорбція азоту на цій поверхні сприяє закріпленню на ній і зв'язаних з ним атомів галію; в той же час, під впливом активованих атомів азоту, що поступають на поверхню зростання, стимулюється десорбція атомів галію. Відношення V/III в газовій фазі робить істотний вплив, як на структурних і морфологічних характеристики ЕШ GaN, так і на електрофізичних і люмінесцентних їх властивості. Оптимальне його значення залежить, вочевидь, від конкретних умов проведення процесу, частковості від температури і кристало- хімічної будови поверхні осадження, що визначають баланс вказаних поверхневих процесів.

Використання високого вакууму в реакційній камері ($\sim 10^{-9}$ Па) дозволяє підтримувати стерильність процесу, а також розміщувати в ній всіляке вимірювальне устаткування для прецизійного контролю процесу зростання *in situ*. Найбільш часто використовуваними методами контролю є відбивна дифракція швидких електронів (контроль поверхневої структури і гладкості ЕШ) і мас-спектрометрія (контроль складу газового середовища). Окрім цього, установки можуть обладнатися приладами для електронної оже-спектроскопії (визначення хімічного складу зростаючої поверхні), мас-спектроскопії вторинних іонів (вивчення складу і концентрацію профілю поверхневих шарів ЕШ). Потужні засоби контролю роблять метод МПЕ незамінним в дослідницьких лабораторіях при вивченні процесів кристалізації і розробці умов здобуття епітаксіальних структур на основі нових матеріалів.

Приклади ростових камер МПЕ з плазмовим і іонним джерелами азоту наведені на рис.1.6. та рис.1.7.

Рисунок 1.6. Схема ростової камери установки МПЕ з плазмовим джерелом азоту (ECR – electron-cyclotron-resonance): 1 – тверде джерело галію; 2 – пірометр; 3 – вхід ВЧ-генератору; 4 – магніт; 5 – екран для реєстрації електронів високих енергій; 6 – тримач підкладки; 7 – нагрівач; 8 – шлюз;

9 – електронна гармата

Завдяки малій швидкості росту ЕШ і високій мірі управління процесом епітаксії метод МПЕ володіє унікальними можливостями для формування складних багатошарових гетероструктур і структур з квантовими ямами на основі GaN, InGaN, AlGaN, призначених для створення ефективних фотоприймачів і світло-випромінюючих пристроїв короткохвильового спектрального діапазону. Слід зазначити, що найменші, порівняно з іншими епітаксіальними методами, температури осадження ЕШ сприяють формуванню різких гетерограниць і, крім того, є, мабуть, більш відповідними для отримання ЕШ метастабільного GaN_(CF).

Проте властиві методу МПЕ обмеження (мала продуктивність, висока вартість устаткування).

Рисунок 1.7. Схема ростової камери установки МПЕ іонним джерелом азоту (RIMBE):

1 – тверде джерело галію; 2 – кварцова пластина для контролю швидкості росту; 3 – електронна гармата; 4 – заслінка; 5, 10 – оглядові вікна; 6 – маніпулятор пристрою за-грузки/вивантаження; 7 – шлюз; 8 – підкладка; 9 – криогенна пастка; 11 – іонне джерело азоту

Хлоридо-гідридна епітаксія.

Хлоридо-гідридна епітаксія (ХГЕ) GaN_(B) заснована на використанні леткого монохлориду галію GaCl і аміаку. У зоні джерела над човником з розплавом Ga пропускається HCl, розбавлений газом-носієм (воднем або інертним газом), і що утворився в результаті хлорування GaCl зміщується з NH₃. Їх взаємодія наводить до утворення GaN_(B), що облягає на підкладку. Окрім основних реакцій:

можливе протікання ряду побічних реакцій [14].

Процес ХГЕ характеризується високою швидкістю протікання реакції між GaCl і NH₃ і, як наслідок, високими швидкостями росту ЕШ. В той же час це часто призводить до неконтрольованого осадження GaN_(B) на стінках реактора і оснащенні, викликаючи неоднорідність складу парогазової суміші і створюючи серйозні проблеми в керуванні процесом зростання і забезпеченні однорідності ЕШ. Додаткові складнощі викликає наявність в газовій фазі агресивного HCl, взаємодія якого з елементами технологічного оснащення або підкладковими матеріалами може бути джерелом неконтрольованого забруднення ЕШ.

В той же час процес ХГЕ відносно простий і економічний, завдяки чому є доступним. Одна з схем установки, призначена для зростання ЕШ GaN і твердих розчинів на його основі, представлена на рис.1.8.

Рисунок 1.8 – Схема установки для зростання нітриду Al^{III} методом ХГЕ: 1 – багато зонна піч резистивного нагріву; 2 – кварцовий реактор; 3 – газо-каналні трубки; 4 – човник з металом Ш групи; 5 – п'єдестал з підкладками

Вочевидь, специфіка методу ХГЕ робить його придатнішим для виготовлення епітаксіальних структур, використовуваних в пристроях силової електроніки. Такі структури доцільно формувати на підкладках SiC, краще, що володіють, порівняно з іншими підкладковими матеріалами теплопровідністю для забезпечення відведення теплоти, що виділяється при роботі приладу.

Розглянуто отримання ЕШ GaN(B) на підкладках 6H-SiC з використанням малого зазору між джерелом (Ga) і підкладкою. Швидкість зростання ЕШ GaN_(B) в реалізованому варіанті складала 250–350 мкм/ч, що значно перевищує аналогічні величини, характерні для інших методів отримання GaN_(B).

Підводячи підсумки короткому розгляду розгляді методів здобуття ЕШ GaN, цілеспрямовано привести характерні параметри основних епітаксціальних методів, складені на основі аналізу багато чисельних публікацій (табл.1.7).

Таблиця 1.7 Технологічні параметри основних методів здобуття ЕШ GaN

Звертає на себе увагу широкий діапазон параметрів, що наводяться в різних публікаціях, що є характерною ознакою пошуковому етапу технологічних розробок. У теперішній час інтенсивні дослідження, направлені на оптимізацію процесів епітаксціального осадження, продовжуються, про що свідчить безперервний величезний потік публікацій по цьому напрямку.

1.3 Висновки до розділу

Огляд наукових досліджень по фаховим публікаціям, показує значний інтерес до структур з нітриду галію, який постійно стимулює розвиток технологічних методів його отримання. Продовжуються зусилля по розробці процесів вирощування об'ємних монокристалів GaN, розміри яких задовольняли б практичним потребам. Активно розвивається методи здобуття епітаксціальних шарів нітриду галію, серед яких виділяються: МОС-гідридні епітаксія, молекулярно-пучкова і хлоридо-гідридні епітаксія.

2 ДЕТЕКТОРИ ІНФРАЧЕРВОНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ПОБУДОВАНІ НА ОСНОВІ НАПІВПРОВІДНИКА ТИПУ

Даний детектор інфрачервоного (ІЧ) випромінювання, має чутливість від короткохвильової до довгохвильової області при прямому та падінні під нахилом.

ІЧ детектори знаходять своє призначення у формування візуального зображення, приладах нічного бачення, супутникове спостереження і пошукових системах. Технічні розвиток дозволяє збільшити дозвіл діапазон використання інфрачервоних систем, а також зменшити їх експлуатаційні витрати.

Друге покоління ІЧ систем можуть працювати як фотонні або тепло-детектори. Фотонні детекторні системи включають кадмій-ртуть-телури (КРТ) елементи з таким піксельним розташуванням, аби виявляли довгохвильову область ІЧ (8-12 мкм), і антимонід індію (InSb) елементи – виявляючи середньохвильову область ІЧ (3-7 мкм). Тепло датчик включає мікроболометр або піроелектричний сенсори. Такі пристрої не, вимагають охолодження і тому, легше і менш дорогі, ніж датчики фотона.

Третє покоління інфрачервоних системах ділиться на три різні підходи розробок, а саме: великого формату двовимірних ґраток фокальної площини, багато-спектральний детектор і кореляція в два або більш за довжини хвиль детектор.

Для прикладу, датчики третього покоління багато спектральні КРТ, пристрої на основі антимоніду і ІЧ фотодетекторів з квантовими ямами (КЯ).

КРТ технологія була продемонстрована в матрицях відео-перетворювача, що мають до чотирьох мільйонів пікселів з чутливість ІЧ довжини хвилі до 17 мкм. Проте із-за труднощів у виробництві, вони не стали поширеними у вживанні.

До групи III-V нітриду входять елементи III групи алюмінію (Al), галій (Ga) і індій (In) і елемент V групи азот (N). На основі нітрид існують бінарні сплави, як наприклад нітрид галію (GaN) і нітрид алюмінію (AlN), трикомпонентний сплав, включаючи алюміній на основі нітриду галію (AlGaIn) і індій на нітриді галію (InGaIn), і чотирьохкомпонентні сплави, як, наприклад, алюмінієвий індій нітрид галію (AlInGaIn). Група III-V нітрид має широкий спектр забороненої зони так, щоб покривати діапазон довжин хвиль від видимого до ультрафіолетового випромінювання [15].

2.1 Порівняння властивостей GaN з іншими широкозонними напівпровідниками

Найбільш важливими властивостями матеріалів, призначених для виготовлення фотодетекторів або наприклад потужних СВЧ, – транзисторів є ширина забороненої зони і пов'язана з нею критична напруженість електричного поля, теплопровідність напівпровідника, рухливість носіїв заряду, швидкість електронів в сильних електричних полях. Вплив швидкості насичення електронів особливо важливий при збільшенні робочої

частоти, коли із зменшенням розмірів активної області зростає роль балістичних ефектів. У табл.2.1 приведені деякі основні фізичні параметри GaAs, SiC, GaN і Si.

Таблиця 2.1 Властивості конкуруючих матеріалів в електронній техніці

На рис.2.1 представлені залежності швидкості електронів від напруженості електричного поля для цих же матеріалів. Приведені дані показують, що GaN, що володіє найбільш широкою забороненою зоною, високою критичною напруженістю електричного поля і відносно високою теплопровідністю, а також максимальною швидкістю електронів, представляється одним з найбільш перспективних матеріалів для створення потужних транзисторів.

Рисунок 2.1 – Вплив напруженості електричного поля на швидкість електронів в напівпровідникових матеріалах

Найбільш високі питомі потужності в діапазоні частот 10 ГГц і вище отримані при дослідженні НЕМТ (High Electron Mobility Transistor) на основі AlGaIn/GaN. Це обумовлено такими властивостями матеріалу як широка заборонена зона (3,4 eV для GaN і 6,2 eV для AlN, що дозволяє отримувати високі критичні напруженості електричного поля - $(1...3) \cdot 10^6$ В/см), висока швидкість насичення електронів ($2,2 \cdot 10^7$ см/с). Поверхнева концентрація носіїв в області двомірного газу для таких структур складає $\geq 1 \cdot 10^{13}$ см⁻², що на порядок вище, ніж для структур типу AlGaAs/GaAs.

Основні роботи в цьому напрямі ведуться в області розробки технології вирощування і дослідження параметрів гетероструктур, впливу властивостей підкладки, вивчення процесів перенесення в таких системах, впливи різних фізико-хімічних процесів на захват носіїв і так далі

Сонячне ультрафіолетове випромінювання з довжиною хвилі коротше $\lambda = 280$ нм ($h\nu \sim 4,43$ eV) інтенсивно поглинається верхніми шарами земної атмосфери, і використання $Al_xGa_{1-x}N$ eV) відкриває унікальну можливість для розробки нового покоління фотодетекторів.

Фотодетектори, що працюють в спектральному діапазоні 240÷280 нм і не чутливі до сонячного освітлення (solar-blind), не мають ліміту по фоновому випромінюванню і можуть мати порівняння з характеристикою фотопомножувача.

Серйозною проблемою при створенні приладів ІЧ діапазону спектру є здобуття високолегованих шарів AlGaIn n- і р-типа з високим складом AlN і забезпечення досить низького робітника напруга і малій потужності вжитку. Одна з доріг вирішення цієї проблеми полягає у використанні надгратки (НГ). У зв'язку з цим, дослідження електричних і оптичних властивостей НГ для приладів ІЧ та УФ області спектру представляє значний інтерес.

Представлені результати по створенню р-п переходів в епітаксіальних шарах GaN, вирощених методом молекулярно-променевої епітаксії на Si(111) і сапфірових підкладках. Показано, що формування проміжного шару Si-N-Al на початковій стадії зростання AlN на Si підкладці при температурах в діапазоні 1130-1190К наводить до швидкого переходу до двовимірного механізму зростання. Останній істотний для формування високоякісного GaN n- і р-типу, а також для повного усунення виникнення тріщин в товстих (> 2 мкм) шарах GaN. Обговорюється залежність морфології поверхні $Al_xGa_{1-x}N$ шарів від складу і структури буферного шару.

Дослідження нелегованих шарів GaN методами вольт-амперних і вольт-фарадних характеристик показало, що концентрація вільних електронів складає $((4-5) \cdot 10^{16})$ см⁻³, рухливість (400 ± 100) см²/В сек для шарів з товщиною ~2 мкм. Мінімальна концентрація вільних електронів в шарах $Al_xGa_{1-x}N$ ($0.2 < x < 0.6$) складала $(2-3) \cdot 10^{16}$ см⁻³ при товщині шарів 0.5-0.7 мкм [16].

Для шарів GaN з низьким рівнем легування досліджувалася краєва фотолюмінесценція (ФЛ) в діапазоні температур 77-495К. Енергія зв'язку вільного екситону, отримана з даних ФЛ, складає 28 меВ. Показано, що температурні залежності ширини забороненої зони для шарів GaN, вирощених на Si, і об'ємного ненапружених GaN близькі. При цьому для шарів GaN/Si вона може бути записана таким чином:

де ширина забороненої зони при температурі $T=0\text{K}$; $\alpha = 0.53 \text{ меВ/К}$; $\Theta \approx 400\text{K}$ ефективна фононна температура; $p = 2.6$. Встановлено, що шари GaN, вирощені методом молекулярно-променевої епітаксії з використанням аміаку в якості джерела азоту, мають менші механічні напруження в порівнянні з шарами, отриманими методом MOCVD на SiC і сапфірових підкладках.

Оптичні властивості отриманих шарів $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ були досліджені методами катодолюмінісценції, оптичного віддзеркалення і романівського розсіяння. Встановлено, що залежність ширини забороненої зони твердих розчинів $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ від складу (x) може бути описана вираженням $E_g(x)=3.42+1.21x+1.5x^2$. Дослідження $A_1(\text{LO})$ і E2 фононів методом романівського розсіяння проведені у всьому діапазоні складів. Показано, що має місце лінійна залежність енергії цих фононів від складу. Відмічена розбіжність набутих значень енергій цих фононів для нашого матеріалу, вирощеного на Si, і раніше опублікованими даними для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ на сапфірі, що пов'язується різним характером механічної напруги.

2.2 Матеріали для фотодетекторів на міжпідзонних переходах

в GaN/AlGaN квантових точках

В даний час комерційні інфрачервоні фотодетектори в основному базуються на з'єднанні HgCdTe, яке забезпечує високу здатність виявлення і високу чутливість. Проте ці сенсори мають недоліки, витікаючи з труднощів технології виготовлення напівпровідникових структур HgCdTe, наприклад, через неоднорідності структур, що наводить до проблем при реєстрації і відтворенні зображень. Альтернативою цим приймачам є детектори на міжпідзонних переходах на основі напівпровідників типа , для отримання яких застосовуються добре налагоджені технології молекулярно-променевою і газофазної епітаксії, наприклад ІЧ фотодетектори на міжпідзонних переходах електронів (або дірок) між енергетичними станами електронів (дірок) в квантових ямах (КЯ). Недавно почали розроблятися фотоприймачі на основі квантових точок (КТ) замість (КЯ), які використовують той же принцип детектування випромінювання. Перевагою КТ є можливість реєстрації світла, падаючого на фронтальну поверхню фотодетектора, без виготовлення дифракційних ґраток, використовуваних для збільшення поглинання світла в КЯ. Крім того, тривимірне обмеження електронів зменшує "темновий" струм фотоприймача, що дозволяє збільшити робочу температуру детектора і робить детектор легше і дешевше, а час його життя – більше. КТ на основі нітридних напівпровідників обіцяє подальше поліпшення параметрів ІЧ фотоприймачів. Велика ефективна маса електронів в AlGaN (0,2–0,3 в порівнянні з 0,06 в GaAs в одиницях маси вільного електрона) забезпечує більше поглинання падаючого світла і менше значення рівня Фермі для заданого рівня легування. Це повинно привести до вищої квантової ефективності, вузької смуги поглинання і малого струму витоку. Великий розрив зони провідності в гетероструктурі GaN/AlGaN, що досягає 2 eВ для гетероструктури GaN/AlN, дозволяє конструювати КТ для середнього і ближнього ІЧ спектральних діапазонів, аж до 1,3 мкм. У цій області спектру, використовуваний в телекомунікації, до цих пір відчувається недолік високоефективних і швидкодіючих фотоприймачів. Крім того, смуги поглинання, пов'язані з коливаннями атомів в AlGaN, лежать в абсолютно іншій спектральній області в порівнянні з арсенідами і фосфідами. Це означає, що GaN-КТ може працювати в спектральних областях, не доступних приймачам на інших матеріалах. На порядок швидше, ніж в інших напівпровідниках, відновлення поглинання GaN-КТ відкриває можливість створення електрооптичних модуляторів і перемикачів із швидкістю перемикання 0,1–1 Тбіт/с [17].

Були теоретично розглянуті оптичні міжпідзональні переходи в зоні провідності у впорядкованому масиві w-GaN-КТ і показано, що у разі, коли електронні стани КТ формуються із станів Г долини GaN і AlN, симетрія w-КТ і високе положення стану в зоні провідності наводять до заборони ІЧ поглинання при нормальному падінні світла. Цей випадок реалізується для w -КТ досить великих розмірів.

2.3 Оптичні переходи у впорядкованих масивах квантових точками w-GaN

2.3.1 Геометрія і симетрія квантових точок

Досліджувані квантові точки GaN є усіченими пірамідами з гексагональною основою, розташованими в матриці з AlN у вузлах тривимірної ґратки з розширеним елементарним джерелом ($8 \times 8 \times 4$). Розглядалася структура з катіонною поверхнею зростання, при якій вектор спонтанної поляризації P_{spont} направлений проти гексагональної осі [0001]. Просторова група симетрії ґратки – C_{3v} . Квантова точка містить 102 атоми Ga і 65 атомів N. Атоми Ga розташовуються усередині і на кордонах пірамід, атоми Al – поза пірамідами. Висота піраміди дорівнює подвоєному періоду ґратки уздовж гексагональної осі 2c, діаметри описаних кіл нижньої і верхньої підстав пірамід рівні $6a$ і $2a$ (a – постійна ґратки в базальній площині). Відстань між краями пірамід у вертикальному напрямі рівна 2c. У базальній площині піраміди формують регулярну гексагональну двовимірну ґратку з відстанями між краями пірамід рівними $2a$.

Змочуючий шар GaN не вводився, оскільки описаний нижче механізм формування КТ дозволяє отримувати КТ, що самоорганізуються, без змочуючого шару, на відміну від широко використовуваному механізму Странського–Крастанова (СК) [18].

2.3.2 Зонний спектр бінарних кристалів

Кристалічний потенціал представлявся суперпозицією екранованих модельних псевдопотенціалів атомів $u(r)$. Ці псевдопотенціали мають вигляд параболи усередині сфери з радіусом R_m , безперервно переходячою в кулонівський потенціал.

Таблиця 2.2 Параметри вюртцитних кристалів GaN і AlN

Для точнішого обліку анізотропії оператор кінетичної енергії перенормовувався згідно, де Ω – об'єм елементарного джерела. Параметри псевдопотенціалів ($u_0 = u(0)$, R_m , β) визначалися з даних по оптичних спектрах кристалів w-GaN, w-AlN і розривам зон на гетерограниці GaN/AlN. Використані параметри кристалів (константи пружності C_{11} , C_{12} , C_{13} , C_{33} , C_{44} , компоненти п'єзоелектричного тензора e_{15} , e_{31} , e_{33} і спонтанній поляризації P_{spont}) приведені в таблицю 2.2. Високочастотна і низькочастотна діелектрична проникність вважалася ізотропною.

2.3.3 Інфрачервоне міжпідзонове поглинання малих квантових точок GaN.

Коефіцієнт поглинання світла $\alpha(E)$ квантових крапок за рахунок міжпідзонних електронних переходів був знайдений з розрахунку діелектричної проникності в наближенні хаотичних фаз

Тут E_{nk} – електронна енергія КТ, $n = 1, u$ – номери нижніх заповнених станів (l) і верхніх порожніх станів (u), $M_{ul}(k)$ – матричний елемент оператора імпульсу, e – вектор поляризації електромагнітної хвилі, (k) – сила осцилятора $\delta = 0,075$ eV – параметр розширення, що враховує кінцівку часу життя електронних станів за рахунок різних механізмів розсіяння.

При розрахунку коефіцієнта поглинання рівень Фермі розташовувався над нижнім рівнем КТ Γ_1 (1,283 eV), тому поглинання світла пов'язане з переходами з цього рівня у верхні електронні рівні КТ.

Згідно правилам відбору дозволеними оптичними переходами з рівня з симетрією Γ_1 є переходи на рівень Γ_1 при поляризації світла уздовж гексагональної осі $e||c$ і рівень Γ_3 при поляризації світла в базальній площині $e \perp c$. Результати розрахунку $\alpha(E)$ приведені на рис. 2.2. У коефіцієнті поглинання перший пік спостерігається при енергії порядку 1,08 eV для світла, поляризованого в базальній площині (x, y) ($e \perp c$) за рахунок переходів з рівня КТ Γ_1 (1,283 eV) на рівень Γ_3 (2,367 eV) (сила осцилятора цього переходу, подвоєна з врахуванням звиродніння, $2f = 0,26$) і рівень Γ_3 (2,381 eV) ($2f = 0,46$).

Рисунок 2.2 – Коефіцієнт поглинання КТ w-GaN/AlN(0001). 1 – поглинання світла з поляризацією $e \perp c$, 2 – з поляризацією $e||c$.

Можливість таких переходів обумовлена тим, що в хвильових функціях станів КТ Γ_1 і Γ_3 є вклади від станів з однієї і тієї ж точками на лінії Σ . Для світла з поляризацією уздовж гексагональної осі ($e||c$) піки поглинання спостерігаються при енергіях 1,45 і 1,61 eV за

рахунок переходів з рівня Г1 (1,283eВ) на збуджений рівень, що походить із станів лінії Δ(2,723 eВ) (f = 0,36), а також вищі збуджені рівні Г1, що походять із станів площини F та лінії Δ з енергіями 2,880 eВ (f = 0,04) і 2,891 eВ (f = 0,06). Внутрішні поля зрушують енергії оптичних переходів слабо (порядку 0,01 eВ). Як видно з рис.2.2, пік поглинання світлової хвилі, падаючої нормально на площину КТ, розташований при меншій енергії і набагато вище за пік поглинання світлової хвилі, поляризованої уздовж гексагональної осі. Це пов'язано з тим, що при зменшенні розмірів КТ того, що складається з U долини (з великою ефективною масою) зрушуються менше, ніж складаються з Г долини (з малою ефективною масою). Тому вюртцитні КТ малого розміру повинні інтенсивно поглинати світло, падаюче фронтально на поверхню КТ. Такий же результат, має місце і для вузьких квантових ям w-GaN при міжзонних переходах з валентної зони в зону провідності [19].

2.4 Технологія отримання масивів квантових точок GaN

Для здобуття масивів квантових точок малого розміру було запропонована і реалізована технологія тривимірного гетерогенного утворення GaN на поверхні ALN (ростова мода Фольмера–Вебера). Ця технологія відрізняється від зазвичай використовуваної технології формування КТ, що само організовується, в ростовій моді СК. Ростова мода СК зазвичай реалізується за двох умов: по-перше, поверхнева енергія нового епітаксialного зростаючого шару має бути нижче за поверхневу енергію підкладки, по-друге, повинні розрізнятися постійні ґратки матеріалу, що облягає, і підкладки, що веде до накопичення пружної енергії. У разі, коли поверхнева енергія матеріалу, що облягає, вища, ніж поверхнева енергія підкладки, те змочування поверхні енергетично не вигідно і зростання відбувається через зародження 3D острівців нового матеріалу – це ростова мода Фольмера–Вебера. Зазвичай вважається, що поверхневі енергії для вибраної пари матеріалів добре визначені величини і завжди заздалегідь ясно, яка мода зростання повинна реалізуватися для даної пари. Проте, якщо вибрані матеріали самі є двокомпонентними системами, в різних ростових умовах (далеких від рівноважної ситуації) склад поверхні може змінюватися і, отже, змінюватиметься поверхнева енергія. Особливо сильні зміни можуть відбуватися при зміні співвідношення потоків, наприклад, при ініціації зростання, коли на додаток до потоку одного компонента (найчастіше п'ятої групи) подається потік металевого компонента. Тоді склад поверхні може різко змінитися від збагачення компонентом п'ятої групи до збагачення металевим компонентом і, отже, відповідним чином зміниться і поверхнева енергія. В такому разі можна передбачити, що реалізуються різні варіанти зародження (ростові моди) при варіюванні температури і співвідношення потоків компонентів. У даній роботі були знайдені ростові умови, в яких утворення тривимірних острівців матеріалу GaN, що облягає, відбувається без досягнення критичної товщини безпосередньо на поверхні підкладки AlN.

Ростові експерименти проводилися в установці молекулярно-променевої епітаксії з використанням ефузійних вічок галію і алюмінію, а також і аміаку як джерело активного азоту. При розробці технології формування КТ як основна методика спостереження використовувалася дифракція швидких електронів при віддзеркаленні від поверхні (ДШЕВ), яка дозволяє контролювати in situ стан ростової поверхні, а також кінетику утворення і зростання острівців.

В якості підкладки для зростання використовувався сапфір ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) з орієнтацією (0001). Для створення на поверхні сапфірової підкладки зв'язків Al–N вироблялася нітридізація поверхні в потоці аміаку протягом 30 хв при температурі 900–950 °С. Потім на нітридізованій підкладці вирощувався буферний шар AlN товщиною 200 нм при температурах 900–1100 °С. Морфологія поверхні буферного шару AlN контролювалася в процесі зростання методом ДШЕВ. Була розроблена технологія здобуття шарів AlN з орієнтацією поверхні (0001), малою щільністю поверхневих дефектів (hillocks), що характеризується, на гладкій поверхні з середньою квадратичною шорсткістю близько 2 Å. Гладкість поверхні і А-поляриність шару AlN підтверджуються також характерним виглядом дифракційної картини, в якій спостерігаються рефлекси у вигляді тонких штрихів,

перпендикулярних проекції поверхні зразка. Крім того, при температурах нижче 650 °C у потоці аміаку на ній спостерігається надструктура (2x2).

На такій гладкій поверхні (0001) AlN при нанесенні GaN проводилися in situ дифракційні дослідження кінетики утворення нітриду галію для з'ясування механізмів зростання і, зокрема, ростової моди. На рис.2.3а і 2.3б показана поведінка інтенсивності і ширини трансмісійного брегівського рефлексу, пов'язаного безпосередньо з тривимірними (3D) зародками, в процесі зростання GaN при відносно низьких температурах підкладки (540 °C) і відносно високої швидкості росту (приблизно 0,75 моношарів/с). З рис.2.3а видно, що трансмісійний брегівський рефлекс виникає безпосередньо після подачі на поверхню потоку Ga (відкриття заслінки) і далі його інтенсивність монотонно зростає. Це можна інтерпретувати як поява тривимірних зародків GaN безпосередньо на поверхні AlN і їх подальше зростання. Нагадаємо, що для моди зростання СК спочатку слід було б чекати змін інтенсивності лише двовимірних рефлексів до досягнення певної критичної товщини, а вже потім швидкого формування трансмісійних брегівських рефлексів. Необхідно відзначити, що при вищих температурах підкладки і нижчих швидкостях росту GaN ми спостерігали еволюцію лише двовимірних рефлексів і затримку в появі брегівського рефлексу. В експериментах використовувалися зразки відносно “великих” розмірів (діаметром 50,8 мм або ¼ такої підкладки) і розмір “сліду” електронного пучка на поверхні при малих ковзаючих кутах падіння складав близько 10 мм. В цьому випадку спостережувана поведінка рефлексів схильна до впливу латеральних неоднорідностей на поверхні (різниця значень падаючих потоків або температури поверхні). Проте вплив таких неоднорідностей не зміг би пояснити розбіжностей або забезпечити згоди спостережуваної поведінки і моди зростання СК, оскільки неоднорідності могла б “розмити” сходинок 2D–3D переходу, але не зрушити її до моменту початку зростання GaN.

На рис.2.3 б показана зміна ширини того ж самого брегівського рефлексу, що і на рис.2.3 а. Видно, що на початковому етапі ширина зменшується і досить швидко виходить на постійне значення. Дифракційний рефлекс зазвичай розширюється при зменшенні характерних розмірів спостережуваного об'єкту менш довжини когерентності первинного пучка, причому чим більше ширина рефлексу, тим меншим характерним розмірам об'єкту в реальному просторі вона відповідає. У нашому випадку ширину трансмісійного брегівського рефлексу визначають розміри тривимірних зародків (або острівців) GaN. Тоді спостережуване початкове зменшення ширини можна інтерпретувати як виникнення спочатку дрібних зародків, розмір яких збільшується до певних значень (оцінка сталого розміру на рис.2.3б дає приблизно 2–3 нм), після чого характерний розмір перестає змінюватися. Цікаво розглянути спільно поведінку інтенсивності і ширини (мал. 2.3а і 2.3б) на ділянці, де ширина вже перестала змінюватися, а інтенсивність продовжує зростати. Інтенсивність дифракційного рефлексу зазвичай визначається цілим рядом параметрів і радикально залежить від “дифракційних умов спостереження (тобто від енергії первинного пучка, кута падіння на поверхню і азимутного кута) [20].

Рисунок 2.3 – Кінетичні криві зародження і зростання GaN на поверхню AlN, отримані при дослідженні трансмісійного брегівського рефлексу в наступних ростових умовах: потік галію = 0,74 моношару в секунду (МС/с), температура підкладки Ts = 540 °C.

а – залежність інтенсивності рефлексу від часу нанесення GaN;

б – залежність ширини рефлексу для профілю, виміряного уподовж штриха;

в – залежність зміни постійних ґратки від кількості нанесеного GaN при різних швидкостях росту. 1 – 0,12 МС/с, 2 – 0,45 МС/с, 3 – 0,95 МС/с.

У нашому випадку, при збільшенні з часом лише кількості нанесеного GaN і рівності всіх інших параметрів, інтенсивність трансмісійного рефлексу визначається кількістю 3D-острівців GaN, що утворилися (або щільністю зародків). Таким чином, від самого початку зростання GaN (з моменту відкриття заслінки) щільність зародків монотонно зростає, а розміри досить швидко міняються від спочатку малих до деякого сталого характерного розміру. Таку поведінку острівців GaN, що формуються, слід описувати в термінах

нормального гетерогенного утворення тривимірних острівців (зародків) – ростова мода Фольмера–Вебера, а не намагатися погоджувати спостережувану поведінку з модою зростання СК.

На рис.2.3в показана поведінка латерального параметра ґратки при епітаксіальному зростанні GaN на AlN. Видно, що параметр ґратки міняється плавно у міру збільшення товщини GaN шару. Така поведінка узгоджується з приведеними вище даними, але знаходиться в протиріччі з тим, що очікується від моди зростання СК, де досягши критичної товщини, коли відбувається перехід від двовимірного псевдоморфного шару до 3D-островкам, повинна виявитися різка сходинка зміни параметра ґратки. З малюнка також видно, що параметр ґратки в острівцях GaN тим сильніше відхиляється від AlN і наближається до значення параметра ґратки об'ємного нітриду галію, чим вище швидкість нанесення Ga (варіювалася в діапазоні 0,1–1 моношар/с). Пониження температури поверхні також наводить до більшої релаксації острівців GaN.

Отримані експериментальні дані вказують на можливість управління щільністю і розміром 3D-острівців, а також на можливість створення як напружених, так і ненапружених квантових точок GaN.

На базі експериментів по кінетиці утворення була запропонована схема формування структур з КТ для подальших оптичних і структурних досліджень, основними характерними рисами якої є низькі температури осадження GaN (500–550 °С) при досить високій швидкості осадження (до 1 моношару/с). Потім такий шар, КТ GaN, що містить, покривався шаром AlN товщиною 10 нм при температурах 900–950 °С. Для здобуття структур з декількома шарами КТ процедура повторювалася кілька разів. Здобуття структур з різним середнім розміром КТ досягалося шляхом варіювання потоку Ga, сумарної кількості обложеного GaN і температури підкладки

2.5 Характеризація структур с квантовими точками GaN/AlN

за допомогою електронної мікроскопії фотолюмінесценції

2.5.1 Електронна мікроскопія високої роздільності

На рис.2.4 наведений приклад зображення зразка з квантовими точками GaN в матриці AlN, отриманого за допомогою електронної мікроскопії високої роздільності.

Рисунок 2.4 – Зображення структури з квантовими точками GaN/AlN, отримані методом електронної мікроскопії високого шормату, що просвічує.

На зображенні видно шари, КТ GaN (темні острівці), що містять, на фоні періодично розташованих тонких смуг, відповідних атомним моношарам, що дозволяє оцінити середні розміри КТ, середню відстань між КТ і їх щільністю. Квантові крапки мають форму гексагональних усічених пірамід і характеризуються заввишки і діаметром підстави. Ці параметри оцінювалися таким чином: за висоту КТ бралася висота темного острівця, за діаметр КТ – ширина темної області в нижній частині, кількість КТ у вибірці – близько 20. Отримана середня висота КТ для досліджених структур склала 2,7 нм і 5 нм, відношення висоти до діаметру підстави крапок дорівнює 1:3, а щільність точок порядку.

2.5.2 Фотолюмінесценція

Збудження ФЛ проводилося безперервними HeCd (енергія кванта 3,81 еВ, потужність 5 мВт) і YLF:Nd (енергія кванта 4,66 еВ, потужність 5 мВт) лазерами. Виміри ФЛ виконані при гелієвій температурі. Спектри ФЛ структур з КТ різних розмірів, виміряні при температурі 5 К, представлені на рис.2.5. У спектрах ФЛ всіх зразків спостерігається одна смуга з положенням максимуму від 2,5 до 4 еВ і шириною на пів висоті від 0,2 до 0,7 еВ. Такі смуги не спостерігалися в спектрах ФЛ підкладок і шарів AlN без КТ, тому ми пов'язуємо їх з рекомбінацією не рівноважних носіїв заряду в КТ. Зміна положення максимуму смуги ФЛ свідчить про зміну середнього розміру КТ.

Рисунок 2.5 – Спектри ФЛ структур з квантовими точками GaN/AlN, виміряні при температурі 5 К. 1, 2 – при збудженні HeCd-лазером; 3, 4, 5 – при збудженні YLF:Nd – лазером

Максимум ФЛ декількох зразків розташований нижчим за ширину забороненої зони об'ємного GaN (3,5 eV при температурі 5 K), що можливо із-за наявності у вюрцитних GaN/AlN-КТ великого вбудованого електричного поля (порядка 5 MV/cm), яке через квантовий ефект Штарка наводить до зрушення рівнів розмірного квантування в область менших енергій.

2.6 Ударна іонізація составів екситонів в GaN та в квантових ямах GaN/AlGaN

Ефект ударної іонізації полягань екситонів в епітаксialних плівках GaN і квантових ямах GaN/AlGaN. Спостережуваний ефект полягав в гасінні фотолюмінесценції екситону під дією прикладеного електричного поля. Постійна напруга прикладалася до омичних контактів, нанесених на поверхню зразка. Для збудження люмінесценції використовувалася лінія $\lambda=325$ нм кадмієвого для гелію лазера. Пляма лазера (близько 0.5 мм в діаметрі) покривала весь проміжок між електродами. Дослідження проводилися при температурі рідкого гелію, при цьому було встановлено, що нагрів зразка електричним струмом досить малий і не робить помітного впливу на спектри люмінесценції [21].

У спектрах люмінесценції спостерігалася інтенсивна лінія екситону, зв'язаного на нейтральному донорові, а також слабкіша лінія вільного екситону. У деяких зразках спостерігалися дві лінії зв'язаних екситонів з різною енергією зв'язку. При додатку електричного поля відбувалося гасіння люмінесценції екситону. Найбільш істотне гасіння випробовувала лінія, відповідна стану з найменшою енергією зв'язку. Одночасно спостерігався спалах лінії з більшою енергією зв'язку, яке при збільшенні поля змінювалося гасінням.

Спостережуваний ефект пояснюється в рамках моделі ударної іонізації. Електрони, які придбали в електричному полі енергію порядку енергії зв'язку стану екситону, руйнують цей стан, що наводить до гасіння відповідної лінії випромінювання. Спочатку цей ефект має місце лише для станів з невеликою енергією зв'язку, при цьому збільшується концентрація вільних екситонів, які потім можуть захоплюватися на глибші центри. Це наводить до спалаху відповідних ліній випромінювання. У сильнішому полі електрони набувають енергії, достатньої для іонізації комплексів з більшою енергією зв'язку, і спалах змінюється гасінням.

Вірогідність розпаду стану ($1/\tau$) екситону у присутності електричного поля E визначається вірогідністю ударної іонізації $W(E)$ і вірогідністю розпаду за рахунок інших процесів, при цьому інтенсивність люмінесценції дається вираженням:

В разі помірних електричних полів вірогідність ударної іонізації описується законом Таунсенда-Шоклі: $\alpha = A \exp(-B/E)$, де A - константа, залежна від енергії іонізації і від механізмів релаксації електронів по енергії і по імпульсу. Експериментальне значення параметра визначалося по нахилу прямої, що апроксимує залежність інтенсивності люмінесценції від електричного поля, побудованої в координатах.

У чистих кристалах GaN домінуючим механізмом релаксації є розсіяння електронів на п'єзоакустичних фононах. Оцінки дають в цьому випадку величину ≈ 160 В/см для ≈ 6 меВ, що істотно менше величини ≈ 600 В/см, отриманою в нашому експерименті. Крім того, в разі розсіяння на п'єзоакустичних фононах $\sim \sqrt{E}$. У нашому експерименті $\sim E$. Таким чином, в наших зразках розсіяння на п'єзоакустичних фононах не є єдиним механізмом релаксації електронів і істотну роль грає розсіяння на домішках. Ефективна середня довжина вільного пробігу гарячих електронів може бути оцінена в цьому випадку по формулі: $l_{eff} = \sqrt{3}/e$.

2.7 AlInGaN гетероструктури для застосування в оптоелектроніці

Досліджені оптичні, фото- і електро- люмінесцентні, електричні і опто- електричні властивості гетероструктур AlInGaN вирощених методом МПЕ на підкладках сапфіра і кремнію. Для епітаксialних шарів AlGaIn, вирощених МПЕ досліджена температурна поведінка фотолюмінесценції і E_g залежно від концентрації Al. Встановлено, що в епітаксialних шарах, вирощених МПЕ, ефективність випромінювальної рекомбінації вище унаслідок більшої енергії локалізації не рівноважних носіїв заряду. Вперше для кванторозмірних гетероструктур AlGaIn, вирощених МПЕ з використанням субмоношару

дискретною технології епітаксії отримана оптично збуджувана лазерна генерація з довжиною хвилі 300.4 нм. Показано, що УФ фотоприймачі на основі AlInGaN гетероструктур можуть працювати в режимі гігантської фотопровідності за рахунок розділення не рівноважних зарядів п'єзополями.

Можливість безперервної зміни ширини забороненої зони нітридних з'єднань AlInGaN в безпрецедентно широкому діапазоні оптичного спектру від ближньої ІЧ - області (з довжиною хвилі $\lambda \approx 1900$ нм, AlN) до області глибокого УФ ($\lambda \approx 200$ нм AlN) робить гетероструктури на основі цих матеріалів основою для створення різних оптоелектронних приладів, включаючи лазери, світлодіоди, фотоприймачі і сонячні елементи. Значний прогрес в області технологій зростання і обробки матеріалів системи AlGaInN дозволив вирощувати гетероструктури в цій системі не лише на традиційних підкладках (Si), але і на таких відносно дешевих і доступних підкладках як Si, різні метали і стекла. Іншим завданням справжньої роботи було порівняльне вивчення гетероструктур на основі AlGaInN для ультрафіолетової області спектру, отриманих або газофазною епітаксією з металоорганічних сполук (ГФЕМО), або молекулярно-пучковою епітаксією МПЕ з плазмовою активацією.

Були досліджені фото-, електролюмінесценція і генерація при оптичному збудженні світлодіодних гетероструктур з активною областю з множинних квантових ям (МКЯ) InGaIn/GaN, вирощених технологією МПЕ в реакторах AIXTRON на підкладках кремнію (111). Для зростання гетероструктури використовувався товстий (300 нм) буферного шару AlN з метою створення хвилеводу, а потім для зниження механічних напруги вирощувалися шари AlGaIn з концентрацією алюмінію, що зменшується.

На основі гетероструктур AlGaIn/GaN і GaIn/InGaIn експериментально були створені зразки фото приймачів із структурою типу "метал –напівпровідник - метал" (МНМ). Непрозорі контакти на основі Ni/Au були нанесені на поверхню зразків. Для забезпечення великої площі експонованої поверхні при мінімальній відстані між контактами використовувалася зустрічно штиркова структура контактів. На фотоприймачах спостерігалася ВАХ діодів Шотки. На основі залежностей фотоструму від напруги зсуву при різних рівнях освітлення випромінюванням HeCd-лазера була визначена струмова чутливість фотодетекторів. На рис.2.6 представлена залежність, струмової монохроматичної чутливості від інтенсивності освітлення і напруги зсуву. Як видно з малюнка, збільшення напруги зсуву збільшує чутливість. При рівні освітленості близько 100 мкВт/см^2 і напрузі зсуву 2.5 В, струмова чутливість досягає величини 103 А/Вт. З іншого боку зростання інтенсивності УФ освітлення до 1 Вт/см^2 наводить до зменшення фото-чутливості до 1.5 А/Вт. Пониження напруги зсуву до 0.5 В при такому високому рівні освітлення зменшує величину фоточутливості до 0.01 А/Вт. Зі вставки рис.2.6 видно, що струмова монохроматична чутливість фотоприймачів зростає більш ніж на три порядки при переході з від видимої до УФ області спектру.

Рисунок 2.6 – Чутливість фотоприймача від при різних напругах зсуву. Вставка: спектр фоточутливості

2.8 Висновки до розділу

Створені фотоприймачі на нітридних з'єднаннях володіють високим коефіцієнтом струмової фоточутливості від ІЧ до видимої області спектру.

Можливість безперервної зміни ширини забороненої зони нітридних з'єднань AlInGaN в безпрецедентно широкому діапазоні оптичного спектру від ближньої ІЧ - області (з довжиною хвилі $\lambda \approx 1900$ нм, AlN) до області глибокого УФ ($\lambda \approx 200$ нм AlN) робить гетероструктури на основі цих матеріалів основою для створення різних оптоелектронних приладів, включаючи лазери, світлодіоди, фотоприймачі і сонячні елементи.

3 ФОТОДЕТЕКТОРИ ІНФРАЧЕРВОНОГО ДІАПАЗОНУ НА ОСНОВІ ЕПІТАКСІАЛЬНИХ ШАРІВ GaN і Al_xGa_{1-x}N

3.1 Властивості з'єднання нітриду галію з алюмінієм

Прямозонні напівпровідники GaN і Al_xGa_{1-x}N – дуже зручні матеріали для розробки фотодетекторів інфрачервоного спектрального діапазону. Змінюючи вміст Al в твердих розчинах на основі GaN, можна отримувати матеріал з шириною забороненої зони від 3,43 до 6,2 еВ, покриваючи, таким чином, спектральний діапазон 800–1365 нм. Цей спектральний діапазон представляє практичний інтерес для ІЧ-астрономії, моніторингу озонового шару, датчиків полум'я, для контролю чистоти води. Останніми роками були створені фотодетектори на основі III-нітридів: фотоопори, рпн-фотодіод, МНМ-фотодетектори на бар'єрах Шоттки. Не дивлячись на певний прогрес, виявлений ряд проблем, потенційних можливостей III-нітридів, що перешкоджають реалізації. Ці проблеми обумовлені, головним чином, якістю епітаксіальних шарів, які мають малі дифузійні довжини носіїв заряду, високу щільність дислокацій ($\sim 10^8, 10^9$ см⁻²) і заморожену фотопровідність [22].

Шари GaN і Al_{0,1}Ga_{0,9}N були вирощені епітаксією з металоорганічних сполук на сапфірових підкладках орієнтації (0001). Процес проводився в горизонтальному реакторі з індуктивним нагрівом, в потоці водню, при тиску 200 мбар. Зростання детально описане в роботах.

Фотодетектори на бар'єрі Шоттки отримали на нелегованих і слабологованих кремнієм шарах GaN і Al_{0,1}Ga_{0,9}N товщиною 3 мкм. Була використана планерна конструкція. Напилення металів проводилося електронним променем. Як омичний контакт використовували Ti/Au (100/500). Шотки контакт складався з напівпрозорих шарів Ni/Au (100/500) діаметром 500–1500 мкм з контактною крапкою діаметром 100 мкм Ni/Au (200/500). Послідовний опір фотодетекторів на бар'єрі Шоттки – 200 Ом.

МНМ-фотодетектори були отримані на на півізольюючих епітаксіальних шарах GaN товщиною 2 мкм. Для здобуття напівізольюючих шарів в процесі епітаксіального зростання вводили акцепторну домішку Mg. Опір шарів $\sim 10^8$ Ом. Конструкція МНМ-фотодетектора приведена на рис.3.1 (вставка). МНМ структура була сформована з бар'єрів Шоттки Ti/Au (200/500), що є двома електродом. Ці електроди мають по 12 пальців шириною 5 мкм і з такою ж відстанню між ними. Площа активної області 250·250 мкм.

Рисунок 3.1 – Конструкція і ВАХ МНМ-фотодетектора

На отриманих МНМ-фотодетекторах спостерігалися малі значення темного струму (рис.3.1). Характер залежності струму від напруги дозволяє говорити про змішаний механізм протікання струму: тунельному і термоелектронній емісії. На рис.3.2, крива 1 показує залежність спектральної чутливості МНМ-фотодетектора при зсуві менше 5 В.

Вона має типовий вигляд з різким спадом в області довжин хвиль менше 370 нм. Абсолютна чутливість при цих зсувах ~ 50 мА/Вт. При зсувах більше 5 В чутливість збільшується на декілька порядків. Цей ефект спостерігався в багатьох роботах і може бути пов'язаний із захватом дірок акцепторними домішками в дефектних областях фотодетектора.

Рисунок 3.2 – Спектральні характеристики фотодетекторів на основі GaN (крива 1) і Al_{0,1}Ga_{0,9}N (крива 2)

3.2 Вплив домі шків на властивості з'єднання нітриду галію з алюмінієм

Введення атомів кремнію в концентраціях $\sim 10^{18}$ см⁻³ істотно зменшує вплив заряджених центрів при кімнатній температурі. Проте при $T < 300$ К до звести до мінімуму вплив заряджених центрів удавалося лише на шарах з добре сформованою мозаїчною структурою, тобто структурою, що має, за даними рентгенівської дифрактометрії, малі кути розвороту між границями доменів.

C–V вимірювання за допомогою ртутного зонду показали, що значення Nd–Na для нелегованих шарів в приповерхневій області (~ 1 мкм) на декілька порядків нижче за концентрацію носіїв заряду, визначену з холловських вимірів, а для слабологованих шарів ці значення практично збігаються.

Таким чином, вихідний стан поверхні цих двох типів шарів абсолютно різний, для нелегованих шарів приповерхнева область збіднена носіями. Крім того, аналіз складу приповерхневої області методами рентгенівської фотоелектронної спектроскопії показав, що для нелегованих шарів порушена стехіометрія цієї області: концентрації Ga і N нижче на декілька відсотків за рахунок присутності вуглецю і кисню. Для слабологованих шарів такого сильного відхилення стехіометрія не спостерігається.

Різний стан поверхні цих шарів наводить до того, що висота бар'єрів Шоттки, напилених в одному процесі на ці шари, істотно відрізняється: для слабологованих шарів – 1,02 еВ, що близько до різниці робіт виходу GaN і Ni, а для нелегованих шарів – не більше 0,5 еВ. Такі ж малі значення висоти бар'єрів спостерігаються на шарах $Al_{0,1}Ga_{0,9}N$. Струми витоку зворотноміщених бар'єрів на цих шарах відрізняються на декілька порядків (рис.3.3).

Рисунок 3.3 – Зворотні гілки ВАХ фотодетектору с бар'єром Шоттки діаметром 600 мкм на основі епітаксialьних шарів GaN та $Al_{0,1}Ga_{0,9}N$

Максимальні значення спостерігаються для шарів AlGaN (див. рис.3.3, крива 4), оскільки шари мають високу концентрацію носіїв заряду (10^{18}см^{-3}). Для шарів GaN максимальні значення струмів (див. рис.3.3, крива 3) спостерігаються на нелегованих шарах, для слабологованих – вони на декілька порядків нижче (див. рис.3.3, криві 1 і 2).

На цих же шарах було досліджено заморожену фотопровідність. Найсильніше цей ефект виявляється при температурах нижче 300 К. На рис.3.4 представлені температурні залежності струму зворотно зміщених бар'єрів до і після освітлення дейтерієвою лампою при 80 К. Максимальні значення замороженої фотопровідності, у тому числі і при кімнатній температурі, спостерігаються для нелегованих шарів GaN (див. рис.3.4, крива 1), для слабологованих кремнієм шарів при кімнатній температурі заморожена фотопровідність не спостерігається, для зразків з меншою рухливістю (див. рис.3.4, крива 2) – заморожена фотопровідність виявляється при температурах нижче кімнатною [23].

Рисунок 3.4 – Температурна залежність темного струму (1, 3) і струму після освітлення ІЧ- дейтерієвою лампою при 85 К (2, 4) для GaN, слабологованого Si (1, 2), і нелегованого (3, 4)

Проведені дослідження ВАХ і замороженій фотопровідності показали, що обидва ефекти, що спостерігалися раніше, впливають на параметри фотоприймачів. Хаотичний розподіл заряджених центрів в приповерхневій області в нелегованих шарах наводить до низьких значень висоти бар'єрів Шоттки, великих струмів витоку і появи замороженої фотопровідності. Введення кремнію зменшує вплив заряджених центрів, і для добре сформованої мозаїчної структури дозволяє отримати величину бар'єру, визначуваного різницею робіт виходу GaN–метал, і мінімальні струми витоку, а також звести до мінімуму ефект замороженої фотопровідності.

На бар'єрах Шоттки з мінімальними струмами витоку були визначені значення абсолютної чутливості на довжині хвилі 330 нм за допомогою спектрофотометра і відкаліброваного ІЧ кремнієвого фотоприймача. Абсолютна чутливість має значення 100 мА/Вт.

3.3 Висновки до розділу

Хаотичний розподіл заряджених центрів в приповерхневій області в нелегованих шарах наводить до низьких значень висоти бар'єрів Шоттки, великих струмів витоку і появи замороженої фотопровідності. Введення кремнію зменшує вплив заряджених центрів, і для добре сформованої мозаїчної структури дозволяє отримати величину бар'єру, визначуваного різницею робіт виходу GaN–метал, і мінімальні струми витоку, а також звести до мінімуму ефект замороженої фотопровідності.

На бар'єрах Шоттки з мінімальними струмами витоку були визначені значення абсолютної чутливості на довжині хвилі 330 нм за допомогою спектрофотометра і відкаліброваного ІЧ кремнієвого фотоприймача. Абсолютна чутливість має значення 100 мА/Вт.

4 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

МОЛЕКУЛЯРНО-ПРОМЕНЕВОЇ ЕПІТАКСІЇ

Молекулярно-пучкова епітаксія (МВЕ – Molecular Beam Epitaxy) є вдосконалим різновидом методу термічного наплення матеріалів в умовах надвисокого вакууму. Метод МВЕ дозволяє вирощувати гетероструктури заданої товщини з моноатомно гладкими гетерограницями і із заданим профілем легування. В установках МВЕ є можливість досліджувати якість плівок «in situ». Для процесу епітаксії необхідно спеціальні добре очищені підкладки з атомарно гладкою поверхнею.

4.1 Конструкція установки та процес росту плівок при молекулярно-променевої епітаксії. Ідею методу МВЕ можна пояснити за допомогою блок-схеми техно логічної установки, зображено на рис.4.1. Потоки атомів або молекул створюються в зоні генерації (I) за рахунок випару рідких або сублімації твердих матеріалів, розміщених в ефузійних джерелах.

Ефузійне джерело – це циліндровий або конічний тигель, на виході якого є круглий отвір (діафрагма). Для виготовлення тиглів часто використовують піролітичний графіт високої чистоти або нітрид бору BN. Потоки атомів (молекул) прямують на підкладку, проходячи зону змішування (II), і осідають на ній в зоні зростання (III), утворюючи плівку з речовини необхідного складу. Зону зростання можна розділити на три області, перша з яких є підкладкою або черговим моноатомним шаром матеріалу, що виріс. Друга область – газова суміш компонентів гетероструктури в приповерхневої області. Третя область – перехідною шар, геометрія якого і процеси, що протікають в ній, сильно залежать від вибору умов зростання. Складом вирощуваної плівки і наявністю легуючих домішок визначається кількість ефузійних вічок, використовуваних в МВЕ установці. Так для вирощування чистих елементарних напівпровідників кремнію Si і германію Ge, потрібне лише одне джерело. Якщо необхідний легований елементарний напівпровідник, то потрібно додати, принаймні, ще одне джерело. Вочевидь, що для здобуття плівок складних напівпровідників, наприклад, подвійних і потрійних з'єднань потрібне джерело для кожного компонента плівки [24]

Рисунок 4.1 – Схема МВЕ установки: 1 – підкладка, 2 – зростаюча плівка, 3 – заслінки, 4 – ефузійні джерела основних компонентів, 5 – ефузійні джерела легуючих домішок; I – зона генерації молекулярних пучків, II – зона змішування пучків, III – зона кристалізації на підкладці (зона росту)

Температура ефузійного джерела визначає величину потоку часток, що поступають на підкладку, і тому ретельно контролюється.

Управління складом вирощуваного матеріалу і концентрацією легуючих домішок здійснюється за допомогою заслінок, які перебивають той або інший потік часток. Якщо при вирощуванні структури потрібно різко міняти концентрацію однієї і тієї ж домішки, то використовують декілька ефузійних вічок з легуючою речовиною, нагрітих до різних температур. Однорідність складу плівки за площею і її кристалічна структура визначається однорідністю молекулярних пучків. Для підвищення однорідності, у багатьох випадках, підкладка із зростаючою плівкою постійно обертається.

МВЕ включає наступні елементарні процеси, що протікають в зоні зростання (рис.4.2):

- Адсорбція (прилипання) падаючих на підкладку атомів або молекул, складових вирощуване з'єднання.
- Міграція (поверхнева дифузія) адсорбованих атомів по поверхні підкладки, яка може передувати дисоціацією (розпадом) молекул вирощуваного з'єднання.
- Вбудовування атомів, складових гетероструктуру, в кристалічну решітку підкладки або зростаючий моноатомний шар.
- Термічна десорбція (відривши) атомів, що не вбудувалися в кристалічну решітку.
- Утворення і подальше зростання двовимірних зародків кристала на підкладці або поверхні зростаючого шару.
- Взаємна дифузія атомів, що вбудувалися в кристалічну решітку.

Рисунок 4.2 – Елементарні процеси в зоні зростання: 1 – адсорбція атомів з зони змішування на поверхні, 2 – міграція адсорбованих атомів по поверхні,

3 – вбудовування адсорбованих атомів в кристалічної ґратки, 4 – термічна десорбція, 5 – утворення поверхневих зародків, 6 – взаємна дифузія.

Над зростаючою поверхнею показані атоми газової суміші компонентів в при поверхневій області. Буквами n-p і i-i показана нормальна і інвертована

поверхність розділу зростаючої гетероструктури. В результаті адсорбції і міграції по поверхні атоми займають сповна певні положення в кристалічній решітці. За час зростання одного моноатомного шару, яке зазвичай складає одну секунду, атом здійснює декілька тисяч дифузійних стрибків, поки не займе своє остаточне положення в ґратках. Таким чином, має місце свого роду самоорганізація зростаючої структури.

Кожен твердотілий матеріал може бути вирощений пошарово при фіксованій швидкості росту. Температура підкладки забезпечує оптимальну для даного з'єднання швидкість поверхневої дифузії. Оскільки хімічні зв'язки в різних матеріалах різні, то розрізняються і енергії активації поверхневої дифузії атомів, що входять до складу цих з'єднань. У зв'язку з цим якість гетерограниць може істотно відрізнятися залежно від того, яке із з'єднань при вибраному температурному режимі зростає першим. Кордони називають нормальними, якщо компонент з нижчою температурою плавлення зростає першим. Якщо послідовність зростання зворотне, то такі кордони називають «інвертованими». На рис.4.2 на прикладі структури $Al_xGa_{1-x}N$ GaN дається ілюстрація кордонів цих типів, позначених індексами n і i. Для здобуття гладких і досконалих гетерограниць часто використовують методику переривання зростання або методику осадження пульсуючим пучком, які реалізуються за допомогою механічного перекривання ефузійних вічок заслінками. Згладжування поверхні за час перекривання пучків обумовлене поверхневою міграцією і сублімацією атомів, адсорбованих на поверхні вирощуваного моношару.

Температура підкладки регулює співвідношення між потоками адсорбції і десорбції атомів, що входять до складу зростаючої структури. Для характеристики цього співвідношення використовують коефіцієнт прилипання атома даного сорту до поверхні, на якій відбувається епітаксіальне зростання. Цей коефіцієнт визначає долю падаючого потоку атомів, адсорбовану на поверхні.

Температура підкладки задає швидкість поверхневої дифузії, передуючої вбудовуванню атомів в кристалічну решітку. Для забезпечення необхідного числа \sim дифузійних стрибків атома по поверхні, температура має бути досить високою. Середнє переміщення атома по поверхні за час t рівне

– коефіцієнт поверхневої дифузії, a – довжина дифузійного стрибка, тобто відстань між еквівалентними положеннями атома на поверхні зростання, T – температура в енергетичних одиницях, ν – частота коливальних атома на поверхні, E_a – енергія активації поверхневої дифузії, яка для напівпровідників зазвичай складає 1–1.5 eV.

Дуже високі температури підкладки не бажані, оскільки в цьому випадку зменшується коефіцієнт прилипання і активізується взаємна дифузія атомів між шарами. У зв'язку з тим, що гетероструктури є різко неоднорідними по хімічному складу системами, то із-за процесів взаємної дифузії з часом ці системи повинні або переходити в термодинамічний рівноважний стан з однорідним розподілом концентрацій всіх компонентів, або розшаровуватися на фази певного складу.

Проте, оскільки енергія активації взаємної дифузії, наприклад, в напівпровідниках зазвичай складає 4–5 eV, то в інтервалі температур від 600 до 800°C цей ефект нехтує малий. Дійсно, елементарна оцінка показує, що середній зсув атома за декілька десятків годинників за рахунок взаємної дифузії виявляється помітно менше міжатомної відстані. Таким чином, ясно, що вибір і підтримання оптимальної температури зростання є одним з найважливіших умов реалізації МПЕ.

Наявність ефективних засобів контролю параметрів процесу (температура підкладки, товщина нарощуваного шару і тому подібне) in situ дозволяє керувати вирощування і створювати багатшарові структури з планованим розподілом складу в шарах і

контрольованими гетеропереходами, при цьому якість і відтворюваність складів залежать від точності, швидкодії і чутливості використовуваного контрольно-вимірювального устаткування. Контроль товщини нарощуваного шару в процесі зростання є одним з найважливіших умов досягнення необхідного результату.

Зазвичай для дистанційного виміру товщини прозорих плівок використовуються оптичні – еліпсометричні або інтерференційні – методи. Для обох методів характерна наявність зондуючого променя світла із заданими параметрами (спектральний склад, інтенсивність, поляризація і т. п.), падаючого на досліджуваний зразок під фіксованим кутом θ , і реєстрація зміни параметрів відбитого випромінювання (поляризації або інтенсивності). За цими даними розраховують товщину нанесеної на підкладку плівки (h).

З точки зору простоти технічної реалізації вимірювального пристрою, необхідності виміру товщини багатшарових структур і забезпечення необхідної точності вимірів на установках МПЕ використовується інтерферометричний метод виміру товщини шарів. Ділянка підкладки з нарощуваним на ній шаром освітлює променем лазера з довжиною хвилі λ під кутом θ . Промені світла, відбиті від передньої і задньої поверхонь шару, інтерферують, і інтенсивністю відбиття променя (інтерферограма) реєструється фотоприймачем і визначається виразом:

де I – інтенсивність зондуючого променя, I' – інтенсивність відбитого променя, λ – довжина хвилі зондуючого випромінювання θ – кут падіння зондуючого променя, h – товщина шару (плівки), n – показник заломлення матеріалу шару. З вираження видно, що для обчислення товщини плівки необхідно протягом всього циклу виміру підтримувати постійними інтенсивність зондуючого пучка і його кут падіння θ . Завдання стабілізації інтенсивності зондуючого пучка легко вирішується шляхом формування опорного каналу для контролю потужності випромінювання джерела.

Що стосується кута θ , то при обертанні підкладки виключити його варіації неможливо. Величина кута θ змінюється за наявності підкладки у формі клину або напружених шарів у складі епітаксильної структури, що наводить до її вигину при зміні температури. Зміна кута θ виявляється у вигляді високочастотної модуляції інтенсивності відбитого пучка, оскільки час звороту тримача (60–90) багато менше періоду зміни інтерферограми. Істотніші перешкоди виникають, якщо тримач підкладки виявляється похилим до осі обертання в результаті неякісної збірки системи і установки підкладки в тримач з деяким нахилом, тоді відбитий від підкладки, що обертається, промінь при обмеженій апертурі фотоприймача може навіть виходити за його межі, що наводить до повної пропажі сигналу. Сучасні установки епітаксильного зростання автоматично управляють технологічним процесом, тому пропажа сигналу, що управляє, може привести до порушення технологічного циклу і, як наслідок, до появи браку.

У справжній роботі запропоновані спосіб і пристрій, що дозволяють усунути перешкоди, обумовлені обертанням зразка і, отже, підвищити точність виміру товщини нарощуваного шару і виключити пропажу сигналу, що негативно відбивається на роботі системи автоматизації.

4.2 Структура установки молекулярно-променевої епітаксії

4.2.1 Вакуумна камера

Камера створюється з неіржавіючого сплаву високої чистоти. Для забезпечення вакууму в камері, перед роботою її прогрівають до високих температур. При цьому відбувається дегазація поверхні. У сучасних установках можуть використовуватися декілька сполучених єдиною транспортною системою камер:

- Робоча камера, в якій здійснюється зростання структури.
- Завантажувальна камера, що виконує роль шлюзу між робочою камерою і атмосферою.
- Дослідницька камера з приладами.

4.2.2 Насоси

Форвакуумний насос забезпечує початкове відкачування газу з установки (до тиску близько 0,5 Па).

Абсорбційний насос – використовує матеріали з розвиненою поверхнею (наприклад, порошок цеоліту), які при сильному охолодженні (рідким азотом) вбирають в себе частину газу з установки.

Магніторазрядний насос – відкачування цим насосом виробляється завдяки наявності в нім розпиляних титанових електродів. Розпорошений титан осідає на робочу поверхню насоса, утворюючи плівку, яка «прикриває» газ, що попав на поверхню. Використовується для досягнення надвисокого вакууму.

4.2.3 Маніпулятор

Маніпулятор використовується для кріплення підкладки, її обертання і нагрівання. Вбудований в маніпулятор нагрівач забезпечує попереднє прогрівання зразка для очищення його від бруду і зняття захисного шару оксиду. Під час роботи нагрівач підтримує постійну температуру підкладки, при якій відбувається міграція адсорбованих атомів речовини, що облягає, по поверхні (дифузія). Тим самим забезпечується процес самосборки, тобто формування атомарно гладких моношарів. Швидкість росту визначається потоком речовини на поверхню. При малих потоках виходять дуже гладкі плівки з чіткими гетерограницями. Проте із-за тривалості процесу підвищується вірогідність забруднення поверхні, що наводить до появи дефектів в підсумковій структурі. При більшому потоці, монокристалічна плівка не зростає, а виходить полікристалічна або аморфна.

Для усунення ефектів неоднорідності структур із-за несиметричної молекулярних пучків маніпулятори зазвичай робляться такими, що обертаються. Проте в цьому випадку все одно зберігається радіальна несиметричність.

4.2.4 Молекулярні джерела

Для випару необхідних для зростання речовин використовуються молекулярні джерела. Вони складаються з наступних елементів:

- Тигель з тугоплавкого матеріалу (чистий нітрид бору або графіт). Від форми тигля залежить форма і однорідність молекулярного пучка. У сучасних джерелах використовуються ефузійні комірки Кнудсена.
- Нагрівач (намотана довкола тигля спіраль). Температура нагріву досягає 1900 К.
- Термопара для виміру температури тигля. Від температури залежить щільність потоку речовини в пучку.
- Заслінка перед тиглем. З її допомогою можна різко вимикати пучок для формування чітких гетерограниць в зразку.

Випарена в тиглі речовина у вигляді пучка потрапляє на підкладку. Завдяки надвисокому вакууму молекули речовини поширюються практично по прямій не випробовуючи зіткнення з молекулами газу (тобто довжина вільного пробігу молекул більше відстані від джерела до підкладки).

В разі використання тугоплавких матеріалів або речовин з високою хімічною активністю використовується метод авто тигля випару. Електронний пучок потрапляє в речовину і розплавляє невелику ділянку. Таким чином речовина само є тиглем. Сучасні пристрої контролю електронного пучка дозволяють змінювати його напрям, фокус, інтенсивність і інші параметри отримати рівномірний атомарний пучок або підвищити ефективність витрати матеріалу.

Кількість і тип джерел визначається використовуваними для зростання речовинами. Наприклад для створення структур GaN/AlGaIn необхідно три джерела: Ga, Al і N. Зазвичай в установках передбачено місце для установки декількох джерел (зазвичай шести), що дозволяє рідше розкривати установку для заправки джерел речовиною.

4.2.5 Системи контролю параметрів росту

Вакуумметри для виміру тиску в камері. Мас-спектрометр для контролю складу молекулярного пучка, складу атмосфери і тиску в камері. Термопари для виміру температури зразка, тиглів джерел.

Автоматизація

Використання блоків, що управляють, і комп'ютерів із спеціальним ПО дозволяє прискорити процеси епітаксії, спростити установку в обслуговуванні.

4.3 Сканування сигналу інтерферометра, як спосіб підвищення точності вимірів в технологічних установках молекулярно-пучкової епітаксії

Придушення перешкод в сигналі інтерферограми, може бути реалізоване різними способами, наприклад, за допомогою низькочастотної фільтрації сигналу фотоприймача. Недоліком частотної фільтрації є залежність якості сигналу від швидкості обертання підкладки. Іншим способом боротьби з перешкодами може бути детектування сигналу інтерферограми синхронно з обертанням зразка, що реалізовується за допомогою імпульсних лазерів. Недоліком такого методу є його значна технічна складність, пов'язана з необхідністю модуляції джерела при збереженні стабільності потужності і спектрального складу випромінювання.

Серед потенційно можливих рішень був вибраний спосіб синхронного детектування сигналу інтерферограми, що легко реалізовувався технічно, на виході фотоприймача. Такий підхід допускає використання безперервних джерел зондуючого випромінювання (He-Ne або напівпровідниковий лазер), що спрощує пристрій і істотно полегшує його налаштування. Детектування сигналу інтерферограми фотоприймачем здійснюється безперервно, а його реєстрація і переведення в цифровий код здійснюються після обробки в схемі кондиціонування сигналу. Обробка полягає в синхронній вибірці значень інтерферограми, відповідних фіксованим кутовим положенням підкладки i , отже, постійному куту падіння променя лазера θ на вимірюваний шар, і збереженні цих значень до наступного відліку.

Пропонований підхід був реалізований в інтер-ферометричному пристрої для виміру товщини шару в ростовій камері МПЕ, блок-схема якого приведена на рис.4.3. Для синхронізації моменту виміру сигналу інтерферометра в установці МПЕ на зовнішнє введення валу обертання ростового маніпулятора, жорстко пов'язаний з віссю обертання тримач підкладки, вмонтовується датчик кутового положення.

Рисунок 4.3 – Функціональна схема пристрою, що виміряє товщини півки, в ростовій камері установки МПЕ

Функції кондиціонування сигналу і обчислення товщини шару виконує мікроконтролер, на сигнальний вхід якого подається сигнал з виходу фотоприймача, а на вхід, що управляє, поступає сигнал $\psi(t)$ з датчика кутового положення осі обертання тримача підкладки.

Під час попереднього налаштування інтерферометра оператор вибирає певну крапку на підкладці, в якій бажано вимірювати товщину шару, фіксує в пам'яті мікроконтролера відповідне цій крапці значення кута θ , що поступає з датчика кутового положення, і при необхідності налаштовує оптичну частину інтерферометра на максимум вихідного сигналу. Надалі при безперервному обертанні підкладки в процесі технологічного росту реєстрація і переведення в цифровий код сигналу інтерферометра виробляються лише в моменти часу, коли підкладка займає положення θ , причому вимір виробляється за час, на порядки менше, ніж період вимірів. У всіх останніх положеннях підкладки сигнал інтерференції не реєструється, а на виході модуля кондиціонування в контролері стримується зафіксоване значення сигналу інтерферограми, пропорційне товщині півки при заданому кутовому положенні підкладки. Це значення зберігається до приходу наступного імпульсу і безперервно поступає на вхід модуля контролера, що виробляє обчислення товщини шару, і далі – в систему автоматичного управління технологічним процесом. Отриманий таким чином сигнал інтерферограми при „уповільненні“, залежатиме лише від товщини вирощуваного шару.

4.4 Висновки до розділу

Придушення перешкод в сигналі інтерферограми, може бути реалізоване різними способами, наприклад, за допомогою низькочастотної фільтрації сигналу фотоприймача. Іншим способом боротьби з перешкодами може бути детектування сигналу інтерферограми синхронно з обертанням зразка, що реалізовується за допомогою імпульсних лазерів. Був

вибраний спосіб синхронного детектування сигналу інтерферограми, що легко реалізовувався технічно, на виході фотоприймача. Такий підхід допускає використання безперервних джерел зондуючого випромінювання (He-Ne або напівпровідниковий лазер), що спрощує пристрій і істотно полегшує його налаштування. Детектування сигналу інтерферограми фотоприймачем здійснюється безперервно, а його реєстрація і переведення в цифровий код здійснюються після обробки в схемі кондиціонування сигналу. Обробка полягає в синхронній вибірці значень інтерферограми, відповідних фіксованим кутовим положенням підкладки і, отже, постійному куту падіння променя лазера θ на вимірюваний шар, і збереженні цих значень до наступного відліку.

Пропонований підхід був реалізований в інтер-ферометричному пристрої для виміру товщини шару в ростовій камері МПЕ. Для синхронізації моменту виміру сигналу інтерферометра в установці МПЕ на зовнішнє введення валу обертання ростового маніпулятора, жорстко пов'язаний з віссю обертання тримає підкладки, вмонтовується датчик кутового положення.

5 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ РОСТУ СТРУКТУРИ МЕТОДОМ ДИФРАКЦІЇ ШВИДКИХ ЕЛЕКТРОНІВ

Для визначення параметрів поверхонь, між розподілу середовищ, тонких плівок використовують метод еліпсометрії. Цей метод є не руйнівним, що дозволяє на основі інформації про поляризацію падаючого на зразок і відбитого від зразка монохроматичного світла визначити необхідні характеристики зразка, зокрема товщину.

Запропонований метод для визначення параметрів тонких шарів фотодетектора на основі GaN, базується на використанні оптичної системи стандартного лазерного еліпсометра ЛЕМ-3М і вимірюваннях відбитого лазерного світла від зразка під час його росту при молекулярно-променевої епітаксії [25].

5.1 Конструкцію вимірювальної установки

Конструкцію вимірювальної установки наведено на рис.5.1. Модульований за допомогою механічного модулятора лазерний промінь падає на зразок, який розташована на спеціально сконструйованому тримачі. Плече, в якому знаходиться лазер, може обертатися в вертикальній площині, що дозволяє змінювати кут падіння лазерного променя на підкладку. Рисунок 5.1 – Схема установки, що дозволяє стежити за зміною відбитого від структури сигналу під час її росту

Відбивання лазерного променя з $\lambda = 632$ нм відбувається від кількох границь поділу речовин: повітря - шар, що динамічно формується – підкладка AlN (рис.5.2).

Інтенсивність відбитого променя реєструється ФЕП, підсилюється й подається на вхід аналого-цифрового перетворювача (АЦП) плати ET 1250 та обробляється розробленим програмним забезпеченням. Таким чином, за допомогою даної установки можна стежити за зміною інтенсивності відбитого від структури світла під час її росту МПЕ.

В установці використовуються:

- He-Ne лазер з довжиною хвилі $\lambda = 632$ нм;
- механічний модулятор світла (диск із щілинами, що обертається);
- підсилювач;
- фотоелектронний помножувач (ФЕП);
- інтерфейсна плата АЦП/ЦАП ET1250;
- комп'ютер Pentium III.

Лазерний промінь падає на зразок під кутом θ . В момент годині t_0 , коли починається МПЕ шарів товщиною d процесу вона дорівнює 0. При коли починає формуватися кулю, його товщина з часом збільшується. В загальному випадку куля гетероструктури AlGaIn/GaN зростанні неоднорідно й кожний прошарок має показник заломлення і товщину. Водночас загальна початкова точка відліку залишається const.

5.2 Методика розрахунків

Для того, щоб розрахувати коефіцієнт відбиття структуру в даних умовах, розглянемо багатозарову структуру зображену на рис.5.2.

Рисунок 5.2 – Багатошарова структура, на якій під кутом падає промінь лазера

Для системи з рис.5.2 виконуються наступні рівності:

де - показник заломлення і-го шару. Для кожного шару можна записати фазову товщину :

де λ -довжина хвилі, що падає під кутом на поверхню, - товщина і-го шару.

де t_a – елементарні коефіцієнти відбиття та пропускання відповідно. Крайові умови:

Запишемо перехідну матрицю, що пов’язує компоненти напруженості електричного поля на і та і+1 межі розподілу.

Рекурсія ініціалізується за допомогою такої рівності:

Коефіцієнт відбиття Гі можна записати за допомогою такої рекурсії рекурсивної формули,

Рекурсія ініціалізується за допомогою такої рівності:

5.3 Результати розрахунків

Чисельний розрахунок проведено, з використанням рівнянь (5.1)–(5.10). Моделювалась структура, в якій змінювалось від 0 до 7000 нм з кроком 1 нм. Параметри шарів, що використовувались при моделюванні, наведені в таблиці 5.1. Дані параметри відповідають моменту годині $t < t_0$, де t_0 – час.

Таблиця 5.1 Характеристика шарів

На рис.5.3 приведені типові сигнали інтерферограми, отримані в процесі епітаксialного росту напівпровідникового шару на підкладці, що обертається, з допомогою звичайного асинхронного (а) і задіяного в даній роботі синхронного детектора (б). Вочевидь, що по інтерферограмі практично неможливо виміряти товщину вирощеного шару до досягнення сигналом першого екстремуму (в разі використання He–Ne-лазера при куті падіння випромінювання на поверхню 40° при вирощуванні епітаксialного шару AlN ($n = 2.15$) на підкладці сапфіра ($n = 1.70$) перший екстремум досягається при товщині шару порядку 700°A . В проміжках між вже зафіксованими екстремумами точність обчислення товщини шару залежатиме від точності визначення положення екстремумів і відношення сигнал/шум в сигналі інтерферограми. Вочевидь, що шляхом подальшої обробки сигналу інтерферограми (у режимі накопичення) можна досягти скільки завгодно високої точності обчислення товщини шару, проте в режимі "in situ" вона повністю визначатиметься поточним значенням відношення сигнал/шум у вимірюваному сигналі.

Рисунок 5.3 – Сигнали інтерферограми на виході асинхронного (а) і синхронного (б) детекторів

Таким чином, з точки зору оцінки вимірів, перешкоду, викликану обертанням зразка, можна розглядати як шум інформаційного сигналу, який визначає помилку в знаходженні екстремуму інтерферограми в реальному часі. За наближеними оцінками відношення сигнал/шум на рис.5.3а (не більше 10) дозволяє визначити положення екстремуму інтерферограми з точністю $\pm 10 \div 15\%$ від її періоду, що відповідає похибці у вимірюванні товщини шару $\pm 100 \div 120 \text{ A}^\circ$. Збільшення відношення сигнал/шум більш ніж на порядок (рис.5.3 б) призводить до зменшення погрішності у вимірі товщини шару до $\pm 20 \div 30 \text{ A}^\circ$.

Оскільки інтерференційні максимуми в залежності $R = f(t)$ при $\lambda = \text{const}$ спостерігаються у випадку, коли різниця фаз променів, відбитих від передньої й тилової меж шару поруватого кремнію, дорівнює $n\pi$, де $n = 0,1,2$, то товщину шару, при якій виникає максимум, можна записати як:

Швидкість росту шарів можна визначити за співвідношенням:

де - різниця в часі між сусідніми максимумами.

5.4 Висновки до розділу

В процесі епітаксialного росту напівпровідникового шару на підкладці отримані типові сигнали інтерферограми з допомогою звичайного асинхронного і синхронного детектора. Вочевидь, що по інтерферограмі практично неможливо виміряти товщину вирощеного шару до досягнення сигналом першого екстремуму (в разі використання He–Ne-лазера при куті падіння випромінювання на поверхню 40° при вирощуванні епітаксialного шару AlN ($n = 2.15$) на підкладці сапфіра ($n = 1.70$) перший екстремум досягається при товщині шару порядку 700°A . В проміжках між вже зафіксованими екстремумами точність обчислення

товщини шару залежить від точності визначення положення екстремумів і відношення сигнал/шум в сигналі інтерферограми.

ВИСНОВКИ

Огляд наукових досліджень по фаховим публікаціям, показує значний інтерес до структур з нітриду галію, який постійно стимулює розвиток технологічних методів його отримання. Продовжуються зусилля по розробці процесів вирощування об'ємних монокристалів GaN, розміри яких задовольняли б практичним потребам. Активно розвивається методи здобуття епітаксialьних шарів нітриду галію, серед яких виділяються: МОС-гідридні епітаксія, молекулярно-пучкова і хлоридо-гідридні епітаксія.

Створені фотоприймачі на нітрідних з'єднаннях володіють високим коефіцієнтом струмової фоточутливості від ІЧ до видимої області спектру.

Можливість безперервної зміни ширини забороненої зони нітрідних з'єднань AlInGaN в безпрецедентно широкому діапазоні оптичного спектру від ближньої ІЧ - області (з довжиною хвилі $\lambda \approx 1900$ нм, AlN) до області глибокого УФ ($\lambda \approx 200$ нм AlN) робить гетероструктури на основі цих матеріалів основою для створення різних оптоелектронних приладів, включаючи лазери, світлодіоди, фотоприймачі і сонячні елементи.

Хаотичний розподіл заряджених центрів в приповерхневій області в нелегованих шарах наводить до низьких значень висоти бар'єрів Шотткі, великих струмів витоку і появи замороженої фотопровідності. Введення кремнію зменшує вплив заряджених центрів, і для добре сформованої мозаїчної структури дозволяє отримати величину бар'єру, визначуваного різницею робіт виходу GaN-метал, і мінімальні струми витоку, а також звести до мінімуму ефект замороженої фотопровідності.

На бар'єрах Шотткі з мінімальними струмами витоку були визначені значення абсолютної чутливості на довжині хвилі 330 нм за допомогою спектрофотометра і відкаліброваного ІЧ кремнієвого фотоприймача. Абсолютна чутливість має значення 100 мА/Вт.

Під час досліджень росту епітаксialьних шарів придушення перешкод в сигналі інтерферограми, може бути реалізоване різними способами, наприклад, за допомогою низькочастотної фільтрації сигналу фотоприймача. Іншим способом боротьби з перешкодами може бути детектування сигналу інтерферограми синхронно з обертанням зразка, що реалізовується за допомогою імпульсних лазерів. Був вибраний спосіб синхронного детектування сигналу інтерферограми, що легко реалізовувався технічно, на виході фотоприймача. Такий підхід допускає використання безперервних джерел зондування випромінювання (He-Ne або напівпровідниковий лазер), що спрощує пристрій і істотно полегшує його налаштування. Детектування сигналу інтерферограми фотоприймачем здійснюється безперервно, а його реєстрація і переведення в цифровий код здійснюються після обробки в схемі кондиціонування сигналу. Обробка полягає в синхронній вибірці значень інтерферограми, відповідних фіксованим кутовим положенням підкладки і, отже, постійному куту падіння променя лазера θ на вимірюваний шар, і збереженні цих значень до наступного відліку.

Пропонований підхід був реалізований в інтер-ферометричному пристрої для виміру товщини шару в ростовій камері МПЕ. Для синхронізації моменту виміру сигналу інтерферометра в установці МПЕ на зовнішнє введення валу обертання ростового маніпулятора, жорстко пов'язаний з віссю обертання тримає підкладки, вмонтовується датчик кутового положення.

В процесі епітаксialьного росту напівпровідникового шару на підкладці отримані типові сигнали інтерферограми з допомогою звичайного асинхронного і синхронного детектора. Вочевидь, що по інтерферограмі практично неможливо виміряти товщину вирощеного шару до досягнення сигналом першого екстремуму (в разі використання He-Ne-лазера при куті падіння випромінювання на поверхню 40° при вирощуванні епітаксialьного шару AlN ($n = 2.15$) на підкладці сапфіра ($n = 1.70$) перший екстремум досягається при товщині шару порядку 700°A . В проміжках між вже зафіксованими екстремумами точність обчислення

товщини шару залежить від точності визначення положення екстремумів і відношення сигнал/шум в сигналі інтерферограми.

Схожість

Схожість із джерелами з Інтернету

59

1	http://znaimo.com.ua/%D0%9C%D0%BE%D0%BB%D0%B5%D0%BA%D1%83%D0%BB%D1%8F%D1%80%D0%BD%D0%	9 Джерело	2.61%
2	https://ukrbukva.net/page,4,99962-issledovanie-quantovo-razmernih-struktur.html	6 Джерело	2.13%
3	https://r.bookap.info/work/3934956/persoprincipni-rozrahunki-energeticnih-staniv-elektronnoi	3 Джерело	1.36%
4	https://ukrbukva.net/page,5,99962-issledovanie-quantovo-razmernih-struktur.html		0.96%
5	https://ukrbukva.net/page,3,99962-issledovanie-quantovo-razmernih-struktur.html		0.77%
6	https://www.BiblioFond.ru/view.aspx?id=800994	6 Джерело	0.68%
7	http://4ua.co.ua/physics/ta3ac69a5c43b88521316c36_0.html		0.66%
8	http://dodiplom.ru/ready/130261	6 Джерело	0.3%
9	https://docplayer.net/50339319-Osnovi-fiziki-napivprovodnikiv-i-napivprovodnikovih-priladiv.html		0.17%
10	https://phm.cuspu.edu.ua/images/doc/navch_material/charenko/3.pdf		0.15%
11	http://phbme.kpi.ua/~fedayay/1b.pdf		0.14%
12	http://4-i-5.ru/text-3/page-14-ref-8563.php	3 Джерело	0.12%
13	https://knowledge.allbest.ru/physics/3c0b65625b2bd68a5d43a88421206c27_0.html	18 Джерело	0.12%
15	http://uadoc.zavantag.com/text/30463/index-1.html	2 Джерело	0.09%

Схожість по Бібліотеці акаунту

7

14	Студентська робота	ID файлу: 109822	Institution: Lviv Polytechnic National University	0.11%
16	Студентська робота	ID файлу: 951088	Institution: Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University	4 Джерело 0.07%
17	Студентська робота	ID файлу: 1645055	Institution: Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University	0.06%
18	Студентська робота	ID файлу: 2025595	Institution: Lviv Polytechnic National University	0.06%