

Кафедра комп'ютерної інженерії та електроніки.

Хрестоматія.

Назва дисципліни: Інтегральна схемотехніка.

Викладач: д.т.н., професор Новосядлий Степан Петрович

Список використаних джерел:

1. Новосядлий С.П., Мандзюк В.І. Техніка і електроніка НВЧ. Підручник з грифом міністерства освіти і науки України. – Івано-Франківськ: Плай - 2013 - 526 с. Розділ 11-12.
2. Алексенко, А. Г. Основы микросхемотехники. -М: Юнимедиастиль - 2002 - 448 с.
3. Мандзій Б.А., Желяк Р.І. Основы теорії сигналів - Л: Ініціатива - 2008 - 240 с.

## **Розділ 11. ТЕСТОВИЙ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИЙ КОНТРОЛЬ СТРУКТУР ВІС**

Підвищення ступеня інтеграції ВІС вимагає вдосконалення технології формування суб- та наномікронних структур, її операційного моделювання та автоматизованого контролю електрофізичних параметрів для визначення конструкторсько-технологічних обмежень (КТО) проектних норм. Такі завдання в комплексі можна успішно вирішувати за допомогою методів тестового електрофізичного контролю.

Тестовий контроль (ТК) передбачає використання тестових структур (ТС), які являють собою сукупність певним чином спроектованих і з'єднаних між собою компонентів інтегральних схем – резисторів, конденсаторів, транзисторів, провідників тощо. ТС виготовляють одночасно з реальними інтегральними ВІС на спільній пластині за єдиним технологічним процесом і використовують для контролю похибок формування геометричних розмірів, фізичних параметрів, а також характеристик дефектності фізичної структури реальної ВІС.

Широке застосування ТС для контролю якості виготовлення ВІС зумовлено груповим характером оброблення ВІС на всіх етапах технологічного процесу. Внаслідок цього похибки геометричних розмірів чи параметрів функціональних шарів на елементах ТС і реальної ВІС, виготовлених в єдиному циклі (в партії на підкладці або в груповій партії), сильно корелюють між собою. Це також дозволяє використовувати ТС для контролю дотримання конструкторсько-технологічних вимог до проведення операцій технологічного процесу.

Параметри ТС вимірюють, зазвичай, за допомогою автоматизованих систем, а для опрацювання результатів вимірювань використовують статистичні методи. Статистичний підхід дозволяє застосувати ТС, які складаються із сукупності елементів, що не входять до складу реальних ВІС, а призначені винятково для отримання інформації, за допомогою якої здійснюють розрахунок характеристик якості технологічного процесу або критерію придатності реальних ВІС, розташованих на тій же підкладці.

В цьому розділі розглянуто основні типи ТС та особливості їх застосування, методи моделювання, опрацювання й аналізу результатів ТК, які використовують для оптимізації технологічних процесів формування структур ВІС.

### **11.1. Застосування тестових структур для контролю технологічного процесу**

Контроль на основі ТС можна використовувати на всіх етапах створення ВІС (проектування елементної бази та технологічних маршрутів, відпрацювання технологічних режимів і операцій, оцінювання параметрів ВІС, організація операційного ТК, встановлення кореляційних зв'язків, аналіз стійкості технологічного процесу, прогнозування надійності тощо). Можна виділити п'ять основних завдань (табл. 11.1), які вирішують за допомогою ТК. Крім того, в табл. 11.1 також подано призначення ТС, які використовують для



отримання та опрацювання статистичних даних на етапах проектування, розроблення та виготовлення ВІС.

**Таблиця 11.1.** Основні завдання тестового контролю

№ п/п.	Етапи ТК	Призначення ТС, їхні характеристики, параметри	Примітка
1	2	3	4
1.	Проектування топології великих інтегральних схем	<ul style="list-style-type: none"> <li>– визначення електрофізичних параметрів матеріалу та елементів ВІС;</li> <li>– визначення проектних норм на електричні та топологічні параметри елементів ВІС;</li> <li>– вибір схемотехнічних рішень фрагментів ВІС;</li> <li>– встановлення КТО і допусків;</li> <li>– моделювання та дослідження окремих фізичних ефектів у структурах;</li> <li>– логічне проектування та моделювання ВІС;</li> <li>– визначення меж масштабування елементів структур ВІС.</li> </ul>	використовують пакет програм TCAD, PCAD, PSPICE, CADENCE, OTTO
2.	Проектування технологічного маршруту формування структур ВІС	<ul style="list-style-type: none"> <li>– визначення електрофізичних параметрів ТС;</li> <li>– відпрацювання режимів окремих ТО;</li> <li>– визначення оптимальних конструкторсько-технологічних норм;</li> <li>– аналіз основних дефектів ТС;</li> <li>– оцінювання відтворюваності та стабільності технологічного процесу формування структур і окремих операцій;</li> <li>– встановлення граничних можливостей технологічного процесу формування структур;</li> <li>– встановлення критеріїв вибору ТС і проектування тестового модуля для фотошаблонів.</li> </ul>	використовують статистичні методи
3.	Автоматизований статистичний контроль технологічного процесу з використанням тестерів	<ul style="list-style-type: none"> <li>– контроль технологічних проектних норм;</li> <li>– післяопераційний контроль ТО та критерії їх виконання;</li> <li>– оцінювання характеристик роботи обладнання та операторів;</li> <li>– прогнозування виходу придатних структур і надійності за характеристиками ТК;</li> <li>– аналіз ТО та умов формування структур;</li> <li>– співставлення виходу придатних структур ВІС з розподілом параметрів ТС;</li> <li>– статистичне опрацювання параметрів (закон розподілу, дисперсія, середнє значення тощо);</li> <li>– побудова графіків, гістограм, таблиць, кореляційних діаграм.</li> </ul>	використовують програму тестера

Продовження таблиці 11.1.

1	2	3	4
4.	Статистичний аналіз і регулювання технологічного процесу формування структур	<ul style="list-style-type: none"> <li>– встановлення кореляційних зв'язків параметрів ТС з характеристиками режимів ТО і виходом придатних структур;</li> <li>– визначення захованих механізмів формування сукупності вимірюваних параметрів;</li> <li>– дослідження групи параметрів ТС зі стійкими статистичними зв'язками (кореляційні плеяди);</li> <li>– побудова регресивних моделей зв'язку параметрів ТС з вихідними параметрами ВІС;</li> <li>– графічне подання статистичної інформації, її динаміки в часі та динамічного діапазону;</li> <li>– аналіз і прийняття рішень щодо корегування та керування технологічним процесом формування структур ВІС;</li> <li>– аналіз і прийняття рішень щодо статистичного регулювання технологічного процесу для забезпечення як виходу придатних структур, так і їхньої надійності.</li> </ul>	використовують програму тестера
5.	Оцінювання надійності структур ВІС та дослідження механізмів післяопераційних відмов у технологічному маршруті	<ul style="list-style-type: none"> <li>– дослідження, аналіз відмов, встановлення механізмів утворення дефектів ТС;</li> <li>– співставлення всіх даних щодо параметрів ТС на різних операціях технологічного маршруту;</li> <li>– побудова кругових діаграм розподілу основних видів дефектів;</li> <li>– визначення переважаючих дефектів на пластинах з мінімальним та максимальним виходом придатних структур;</li> <li>– прискорення випробувань на надійність і встановлення головних прискорюючих чинників;</li> <li>– розроблення експресних методів оцінювання надійності;</li> <li>– побудова статистичних моделей механізмів післяопераційних відмов;</li> <li>– визначення вихідного приймального контролю за параметрами ТС;</li> <li>– оцінювання впливу конструктивних, схемотехнічних рішень на показники надійності;</li> <li>– прогнозування надійності структур ВІС на основі ТС і встановлення часових критеріїв.</li> </ul>	використовують аналітичні фізико-хімічні методи аналізу

На етапі топологічного проектування слід обґрунтувати норми та допуски на розміри елементів, міжелементні відстані, точність суміщення топологічних шарів, розміщення елементів та їхню взаємну орієнтацію, оптимальний маршрут формування топології структури ВІС з режимами технологічних операцій.

Для схемотехнічного моделювання необхідно мати початкові дані для розрахунку характеристик приладів і вузлів схеми та їхнього узгодження. Ця інформація може бути отримана шляхом вимірювання характеристик і параметрів ТС, виготовлених за єдиним маршрутом з використанням літографії та технологічних процесів, які використовують для формування функціональної схеми (ФС) ВІС. У процесі моделювання топологічних елементів та приладних структур результати контролю параметрів ТС використовують для встановлення технологічних і схемотехнічних зв'язків між відхиленнями електрофізичних параметрів структури від заданих та зміною режимів технологічних операцій (ТО) з метою прогнозування виходу придатних елементів та їхньої надійності.

Результати, отримані шляхом контролю параметрів ТС на етапі проектування, дозволяють відкоригувати проектні норми КТО, уточнити технологічний маршрут формування структури, оцінити необхідні характеристики та параметри спеціального технологічного обладнання. На етапі проектування технологічного маршруту використовують ТС, які дозволяють контролювати параметри технологічних шарів, оцінювати стабільність роботи технологічного обладнання та здійснювати аналіз надійності ще на стадії формування структур ВІС. На цьому етапі необхідним є набір статистичних даних щодо відтворюваності параметрів ТС та розподілу дефектів ТС для оцінювання впливу технологічних чинників на придатність вузлів ВІС. У міру накопичення статистичної інформації та збільшення ступеня технологічності визначається обсяг контролю, його періодичність, а також встановлюються оптимальні значення параметрів ТС, за яких досягається максимальний вихід придатних структур та їхня найвища надійність.

Для формування вибірки великого обсягу насамперед доцільно використовувати пластини, які містять тільки ТС, а вже потім пластини зі структурами ВІС і ТС в єдиному фотолітографічному модулі. За такого підходу забезпечується обсяг інформації, який дозволяє оптимізувати номенклатуру та вилучити малоінформативні елементи ТС. Такі завдання можуть бути вирішені методом факторного планування експерименту; при цьому рівень налаштування та точність виконання ТО встановлюється за електрофізичними параметрами елементів ТС, а інтегральні показники якості технологічного процесу (ТП) – за виходом придатних структур. Проектування ТП закінчується вибором таких елементів та параметрів ТС, дотримання яких у визначених межах забезпечує стабільну відтворюваність ТО.

На етапі статистичного контролю та аналізу ТП здійснюють опрацювання міжопераційного статистичного причинного аналізу взаємозв'язків досліджуваних параметрів ТС і структур ВІС за умов низького, середнього та високого виходу придатних структур. Параметри ТС повинні характери-

зувати рівень налаштування та точність виконання окремих прецизійних ТО, розподіл дефектності по площі пластини, а також відображати їхній статистичний взаємозв'язок з параметрами структури ВІС. На цьому етапі вирішують також завдання визначення технологічних обмежень і норм для контролю точності кожної ТО, спрямовані на забезпечення високого виходу придатних структур та їхньої надійності.

Інструментом дослідження є пластина-супутник, яка забезпечує ТК тільки з ТС, що повністю заповнюють її площу. Ця пластина проходить весь технологічний цикл одночасно з робочою партією пластин і використовується для оцінювання всієї партії.

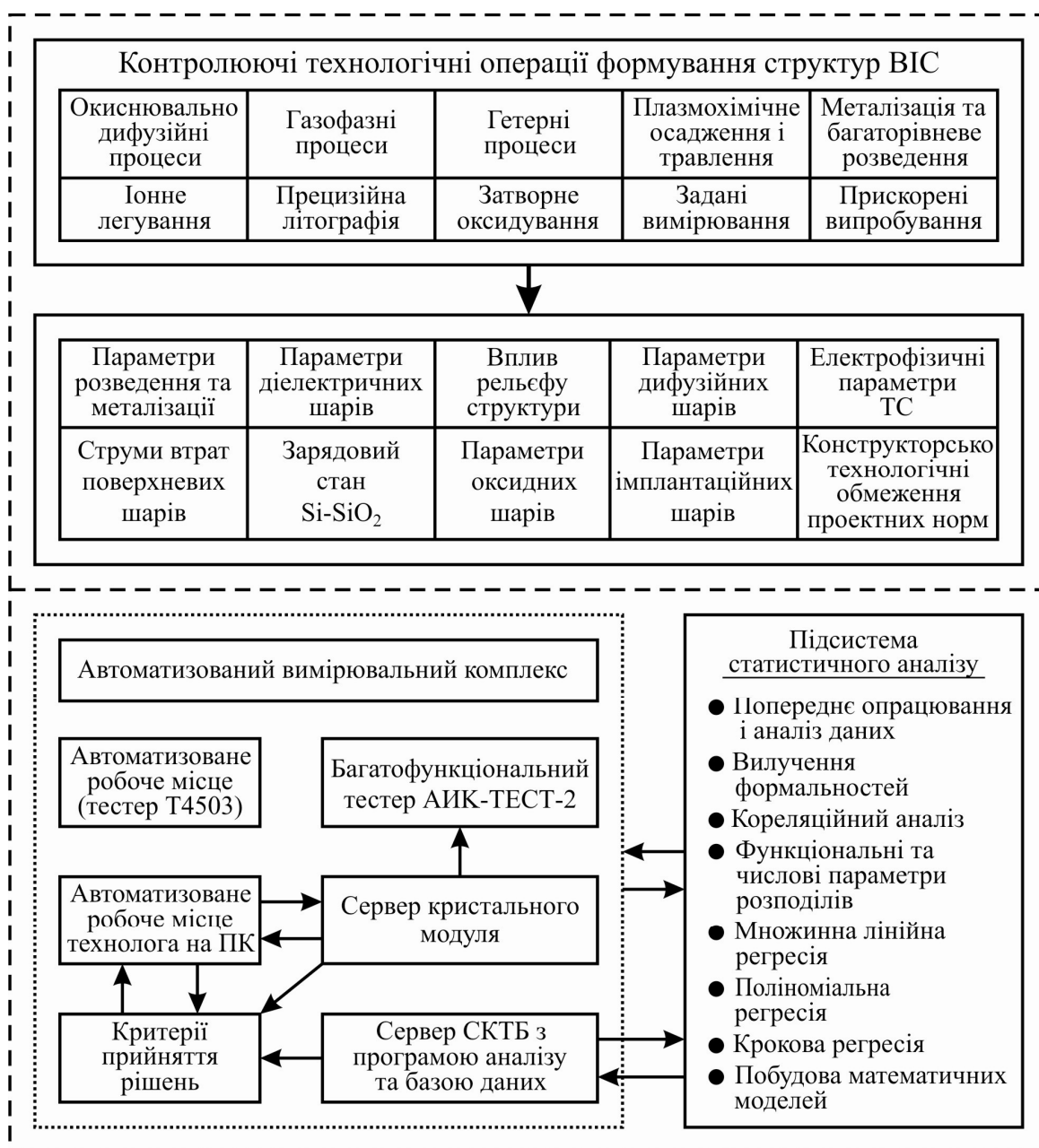
За умов автоматизованого статистичного контролю й аналізу ТП у реальному масштабі часу найбільш доцільним варіантом є рівномірний друк на кожній робочій пластині  $3 \div 5$  високоінформативних тестових кристалів, які містять велику кількість (сотні та тисячі) різноманітних тестових елементів (так званий метод конверта). В цьому випадку зберігається кореляція між параметрами ТС і структурою ВІС та появляється можливість оцінювання однорідності розподілу параметрів ТС як в межах робочої пластини, так і самої партії, а вимірювання їхніх параметрів здійснюються одночасно з перевіркою параметрів і функціонування кристалів структур ВІС на єдиному багатозондовому устаткуванні.

Для вивчення технологічних маршрутів і окремих операцій запропоновано два типи ТС. Перший призначено для оцінювання стабільності, налаштування і аналізу дефектів, другий – для атестації технологічних процесів, дослідження обладнання, моделювання виходу придатних структур та аналізу операційної дефектності. На основі методології атестації технології та обладнання запропоновано метод, для реалізації якого необхідне проведення експериментів, які подаються у вигляді матриці  $\{K, p, o\}$ , де  $K$  – критерій оцінювання,  $p$  – технологічний режим,  $o$  – кількість одиниць обладнання. В основу аналізу покладено вивчення форм поверхневих відгуків і поверхневих розривів, які пов'язані випадковими дефектами. В процесі проведення експериментів у роботу обладнання вносяться контролюючі відхилення. За результатами експерименту встановлюють оптимальну форму поверхні відгуку і вплив відхилень технології на її вигляд, визначають вихідні дані для розроблення моделі технологічного процесу формування структур ВІС.

Для проведення експериментів необхідно виконання таких умов:

- упродовж експерименту технологічне обладнання не повинно переналаштовуватись;
- орієнтація пластин у робочому об'ємі обладнання повинна бути точно визначена;
- ТС повинні формуватися в єдиному технологічному циклі;
- тестові елементи (ТЕ) повинні імітувати особливості елементної бази структури ВІС;
- ТС повинні бути 2-ох типів: одиничні елементи та групи одиничних елементів, з'єднані паралельно чи послідовно.

Завдання щодо оцінювання надійності не пов'язані безпосередньо з керуванням ТП. Їхнє призначення полягає в пошуку ненадійних компонентів ВІС, отримання статистичної інформації щодо показника надійності та його часової динаміки, а також визначення оптимальних конструкторсько-технологічних норм проектування. ТС високої надійності будують на основі багатофакторного повторення фрагментів у структурних шарах ВІС з різними масштабними коефіцієнтами. Конструкції ТС, їхні розміри, взаємне розміщення повинні забезпечувати відображення критичних конструкторсько-технологічних характеристик елементів ВІС та імовірність виник-



**Рис. 11.1.** Організаційна структура тестового контролю технологічного процесу формування структур ВІС

нення дефектів, наявних у реальних елементах схеми. На основі статистичних результатів прискорених випробувань надійності та встановлення основних механізмів відмови може здійснюватись корегування і вдосконалення елементної бази, конструкції, топології та технологічних процесів формування структур ВІС.

За результатами контролю параметрів ТС можна визначати не тільки якість виготовлення ВІС, але й оптимальність режимів роботи обладнання, стабільність ТО та мікроклімату. Після завершення технологічного циклу ТС також використовують для проведення випробувань на довговічність, кліматичну стабільність та радіаційну стійкість. Для практичної реалізації названих вище завдань запропонована організаційна структура контролю ТП за допомогою автоматизованого тестера та пакету прикладних програм статистичного аналізу (рис. 11.1).

Принципи роботи підсистеми статистичного аналізу в такій організаційній структурі полягають у такому: на етапі міжопераційного та фінішного контролю ТС здійснюють вимірювання параметрів ТС заданої партії пластин зі структурами ВІС і формують вихідні статистичні дані зі збереженням у пам'яті ПК. Далі підсистема статистичного аналізу здійснює статистичне опрацювання даних з виданням відповідного протоколу, який визначає необхідність корегування режимів технологічних операцій. Для виконання всіх процедур тестового контролю використовувались тестери Т4503 і АИК-ТЕСТ-2 з відповідним програмним забезпеченням.

Такий автоматизований технологічний контроль з використанням ТС дозволив оперативно керувати технологічними процесами формування структур, що дало змогу збільшити вихід придатних структур у  $2 \div 3$  рази, а їхню надійність вивести на рівень  $(3 \div 7)$  ppm.

## **11.2. Класифікація тестових структур субмікронної технології ВІС**

ТС можна класифікувати за такими характеристиками: призначення, тип впливів (електричні, оптичні, радіаційні, магнітні тощо), кількість контрольованих параметрів, чутливість до окремих етапів ТП, роздільна здатність літографії та плазмохімії. За призначенням ТС поділяють дві групи: параметричні та функціональні, кожна з яких має визначену кількість своїх конструктивних, топологічних і схемотехнічних реалізацій (табл. 11.2).

Параметричні ТС призначені для дослідження фізичних параметрів, що описують компоненти ВІС. До цих параметрів належать геометричні розміри топологічних елементів, питомий поверхневий опір шарів, концентраційні профілі, опір розведення та металізації верхнього рівня, питомий опір силіцидних (поліцидних) контактів. Конструктивно такі ТС можуть реалізовуватись у вигляді поверхневих резисторів, зустрічних смугових ліній, групових контактів тощо.

Функціональні ТС призначені для дослідження функціональних властивостей компонентів ВІС або для контролю придатності окремих фрагментів ВІС після завершення технологічного циклу. Конструктивно вони реалізуються у вигляді транзисторів різного типу та різноманітних

конфігурацій, кільцевих генераторів, широкого набору логічних елементів, диференційних та підсилювальних каскадів, тригерних схем і виконують роль тестових елементів для контролю рекомбінації та часу життя носіїв заряду, концентраційних профілів, динамічних характеристик і т. і.

**Таблиця 11.2.** Класифікація тестових структур

№ п/п	Основні типи ТС	Призначення ТС
1	2	3
<b>I. Параметричні ТС</b>		
1.	Прості дифузійні резистори	Контроль якості дифузії, імплантації, фотолітографії
2.	Прості тонкоплівкові резистори	Контроль якості тонкоплівкових шарів
3.	Резистивні структури "грецький хрест"	Контроль якості формування провідних шарів
4.	Комбіновані резистивні структури "хрест-міст"	Контроль якості формування провідних шарів і фотолітографії на них
5.	Спеціальні резистивні структури для вимірювання розмірних відхилень	Контроль якості фотолітографії та розмірів тестових елементів
6.	Контактні хрести	Контроль якості формування контактних вікон, контактів та їх розкриття
7.	Ланки контактів "меандр"	Контроль багаторозмірних контактів
8.	Резистори у вигляді довгих шин, що перетинають сходинок оксидів, підшарів	Контроль дефектів фотолітографії, дифузії, імплантації та металізації
9.	МОН-конденсатори над різними ділянками схеми	Контроль якості підзатворного діелектрика, міжшарової ізоляції, зарядового стану Si-SiO <sub>2</sub>
10.	Матриця МОН-конденсаторів	Контроль дефектності та електричної міцності підзатворного діелектрика
11.	Структури для візуального контролю	Контроль дефектів окиснення, дифузії, імплантації, фотолітографії, розміру елементів
12.	Спеціальні структури для аналітичного фізико-хімічного аналізу	Контроль концентрацій домішок, термомеханічних напружень, фазового складу шарів, оптичних параметрів
13.	Структури для визначення роздільної здатності фотошаблонів і фотолітографії, точності суміщення	Контроль конструкторсько-технологічних обмежень проектних норм
14.	Структури для контролю стану діелектричних шарів	Контроль зарядового стану поверхні шарів

Продовження таблиці 11.2.

1	2	3
II. Функціональні ТС		
1.	Біполярні транзистори різного типу та геометрії	Контроль якості основних ТО біполярної технології
2.	МОН-транзистори різного типу та геометрії	Контроль якості основних ТО МОН і КМОН-технологій
3.	p-n-переходи та діоди Шоттки	Контроль генераційно-рекомбінаційних та інжекційних процесів
4.	Матриця МОН-транзисторів, диференційні пари	Контроль випадкових дефектів, дрейф зарядового стану
5.	Матриця біполярних транзисторів, супер-бета-транзисторів, комплементарних пар, схема Дарлінгтона, струмове дзеркало	Контроль генераційно-рекомбінаційних та інжекційних процесів
6.	Ланка діодів різної геометрії	Контроль якості p-n-переходів, визначення m-фактора
7.	Кільцевий генератор	Контроль функціонування фрагментів ВІС (вузлів, каскадів)
8.	Ланки послідовного та паралельного з'єднання інверторів (схеми І-НЕ, АБО-НЕ), тригери	Швидкодія логічних елементів
9.	Транзистори вихідних каскадів (комплементарні пари)	Підсилювальні та імпульсні параметри
10.	МОН-транзистори з нанометровою товщиною підзатворного діелектрика	Порогова напруга, надпорогові тунельні струми
11.	Резонансно-тунельні діоди та транзистори	Параметри та характеристики
12.	Тестові структури Холла	Параметри та характеристики
13.	МОН-транзистори з полі-Si та поліцидним затвором	Порогова напруга і крутизна

З огляду на виконувані функції вирішення завдань тестового контролю здійснюється з використанням оптимальної кількості ТЕ: для визначення параметрів компонентів елементної бази структур ВІС, контролю правильності визначення проектних норм КТО, аналізу характеристик ТО і ТП, аналізу структурних дефектів, оцінювання електрофізичних та електричних параметрів структур ВІС, оцінювання та діагностування надійності.

ТС, за якими визначають параметри компонентів елементної бази ВІС, використовують для фізико-технологічного моделювання, контролю електрофізичних параметрів (товщини оксиду, ступеня легування, поверхневого опору, пробивних напруг та струмів втрат, густини поверхневих станів,





**Рис. 11.2.** Тестові транзистори для оцінювання пробивної напруги



**Рис. 11.3.** Тестові конденсатори для операційного підсилювача

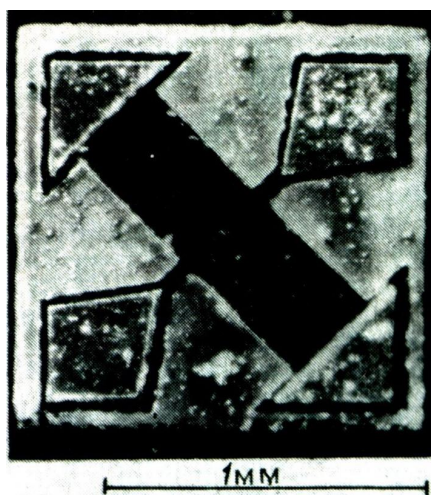
зарядового рівня міжфазної межі) та оцінювання відтворюваності. До таких структур належать:

- тестові транзистори (рис. 11.2), для яких вимірюють порогову напругу, коефіцієнт підсилення, крутизну характеристики, пробивну напругу. Процес визначення параметрів передбачає побудову моделі транзисторів у лінійній ділянці характеристики або в ділянці насичення;

- резистори та конденсатори, вимірювання параметрів яких дозволяє визначити характеристики металевих з'єднань: опору, ємності, струму втрат, напруги пробію (рис. 11.3);

- модифікація мостових резистивних схем на кшталт грецький хрест (квадратний хрест, скомпенсований квадратний хрест тощо) для оцінювання

питомого поверхневого опору та просторової однорідності легування провідних і епітаксійних шарів за емпіричною формулою Ван-дер-Пау  $R_s = (\pi / \ln 2) \cdot (\Delta U / I)$ . Типова ТС такого типу показана на рис. 11.4.

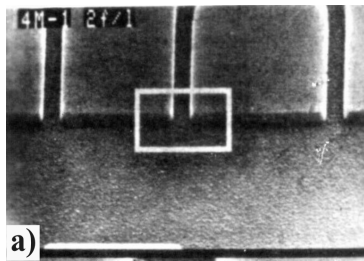


**Рис. 11.4.** Скомпенсований квадратний хрест для оцінювання однорідності дифузійного чи імплантаційного легування

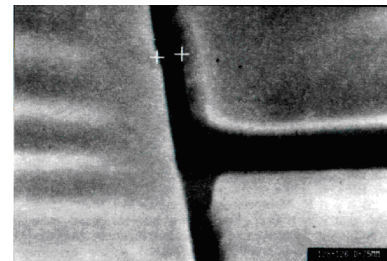
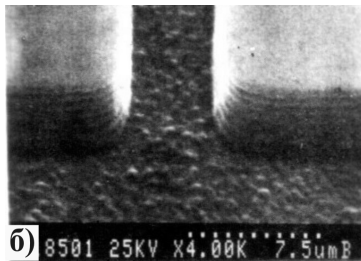
ТС для перевірки правильності топологічних проектних норм використовують з метою контролю ширини ліній та якості суміщення топологічних шарів, а також оцінювання характеристик літографічного обладнання. Прикладами таких тестових структур можуть бути:

- хрестоподібні мостикові резистори, за допомогою яких вимірюють фізичну ширину елементів та її відхилення від заданих розмірів (рис. 11.5);

- ланки контактів або резисторів з гребінчастою структурою, які використовують для вимірювання шпар між елементами (рис. 11.6);



**Рис. 11.5.** а) ТС для вимірювання ширини лінії та відстані між елементами; б) збільшене зображення виділеного фрагмента



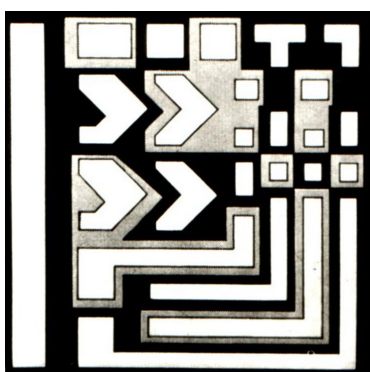
**Рис. 11.6.** Шпори в масці з резисту ( $L = 0,3$  мкм) субмікронної структури

– спеціальні фігури для оптичного контролю роздільної здатності проекційної літографії (рис. 11.7).

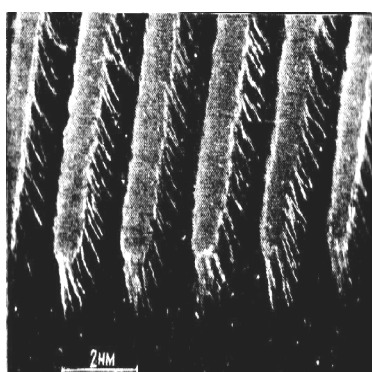
Якість фотолітографічних процесів є визначальною для отримання заданих параметрів активних елементів і залежить від роздільної здатності як фоторезисту, так і анізотропного проявлення чи плазмохімічного травлення (рис. 11.8).

ТС для аналізу характеристик ТП використовують з метою контролю характеристик металевих, дифузійних і полікремнієвих шин, підзатворного діелектрика, міжшарової ізоляції, фотолітографії, дифузії, іонної імплантації, які дозволяють встановити взаємозв'язки між електрофізичними та конструктивними параметрами елементів ВІС і режимами ТО. Прикладами таких структур можуть бути:

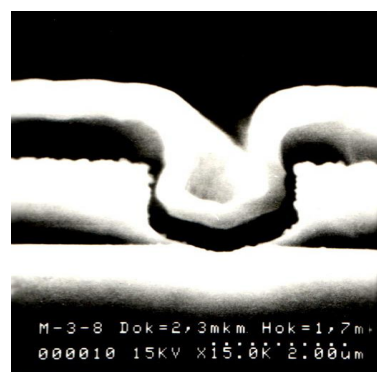
- хрестоподібний містковий резистор для визначення поверхневого опору та ширини ліній;
- контактні резистори для визначення опору метал-кремній та метал-полікремній (поліцид);



**Рис. 11.7.** ТС для контролю амплітудно-фазозсувних ПФО проекційної літографії



**Рис. 11.8.** Позитивний рельєф в плівці резисту ФП-051МК, сформований кисневим плазмовим анізотропним проявленням



**Рис. 11.9.** ТС для оцінювання розкриття міжшарової ізоляції БФСС та формування в ній конформного полікремнієвого контакту

– тестові елементи для оцінювання якості розкриття міжшарової ізоляції, формування конформного осадження полікремнію (поліциду) та його окиснення (рис. 11.9);

– МОН-конденсатори для визначення товщини оксиду, густини зарядових станів на межі Si-SiO<sub>2</sub>, напруги плоских зон та рівня легування напівпровідника;

– тестові діоди різноманітних конфігурацій, за допомогою яких вимірюють струми втрат і пробивні напруги;

– резистори спеціальної конструкції для оцінювання точності міжшарового суміщення топологічних шарів структури (захований контакт);

– МОН-транзистори, за допомогою яких визначають профілі легування, порогову напругу та її дрейф, електричну міцність підзатворного діелектрика і рухомість носіїв заряду в каналі.

За допомогою ТС відпрацьовують принципи масштабування для збільшення ступеня інтеграції та виходу придатних структур. Ця технологія була вперше реалізована на ІС мікрокалькуляторів серії K145 та з використанням двоступеневого масштабування дала змогу довести вихід придатних структур ВІС до 65 ÷ 75%, а розмір кристала – до рівня 2,8 ÷ 3,2 мм<sup>2</sup> для 15-ти варіантів калькуляторів.

Узагальнений вплив коефіцієнтів масштабування К на характеристики активних елементів та їхніх з'єднань показано в табл. 11.3.

**Таблиця 11.3.** Лінійне масштабування параметрів МОН-транзистора

№ п/п	Параметри	Коефіцієнт масштабування
1	Розміри, (W, L, T <sub>OU</sub> , x <sub>i</sub> , W <sub>i</sub> , H <sub>i</sub> , L <sub>i</sub> )	K
2	Напруга живлення, U <sub>ж</sub>	K
3	Електричне поле, E	1
4	Порогова напруга, U <sub>T</sub>	K
5	Рівень легування Si-підкладки, N <sub>n</sub>	K <sup>-1</sup>
6	Струм живлення, I	K
7	Ємність затвора, C	K
8	Час перемикання ЛЕ, τ	K
9	Потужність розсіювання ЛЕ, P	K <sup>2</sup>
10	Густина розсіюваної потужності, P/Σ	K <sup>-1</sup>
11	Опір струмопровідних доріжок, R = ρL <sub>i</sub> /W <sub>i</sub> H <sub>i</sub>	K <sup>-1</sup>
12	Стала затримки для струмових доріжок	1
13	Густина струму в з'єднаннях	K <sup>-1</sup>

З переходом у субмікронний діапазон топологічних розмірів структур ВІС лінійність масштабування порушується. Особливо це відноситься до металевого розведення верхнього рівня, яке відповідає всім вимогам непропорційного масштабування. Ефективність використання методу непропорційного масштабування порівняно з прямим демонструє табл. 11.4.

**Таблиця 11.4.** Порівняльна характеристика методів масштабування

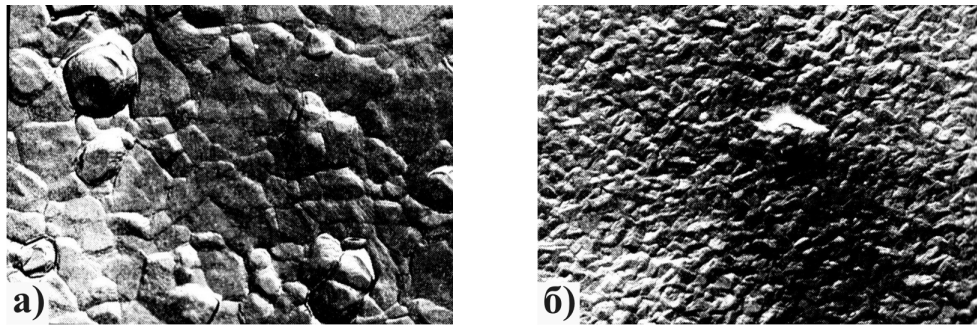
Основні параметри		Межі зміни параметрів (↑ – зростає, ↓ – спадає)	
		Лінійне масштабування	Непропорційне масштабування
Елементи конструкції ВІС	Площа кристала	↑ в $K^2$ разів	↓ в $K^2$ раз
	Довжина каналу	↓ в $K$ разів	↓ вибірково в $K$ разів
	Порогова напруга	↓ в $K$ разів	Не змінюється
	Розміри елементів	↓ в $K$ разів	↓ вибірково в $K$ разів
	Товщина підзатворного діелектрика	↓ в $K$ разів	Практично не змінюється
	Опір комутаційних шин	Не змінюється	↓ вибірково в $K$ разів
	Концентрація домішки	↓ в $K$ разів	Не змінюється
Параметри структур ВІС	Елементна база	Нова схемотехніка	Практично не змінюється
	Функціональна складність	↑ в $N$ разів	↑ в $N$ разів
	Продуктивність	↑ в $K^3$ разів	↑ в $4K$ разів
	Напруга живлення	↓ в $K$ разів	Не змінюється
	Логічні рівні "і"	↓ в $K$ разів	Не змінюється
	Швидкодія	↑ в $K$ разів	↑ в $2K$ разів
	Споживана потужність	↓ в $K^2$ разів	↓ в $2K$ разів
	Завадостійкість	↓	↑
	Відношення сигнал/шум	↓	↑
	Застосування в стандартних засобах цифрової та аналогової техніки	Відсутнє	Зберігається

ТС для аналізу структурних дефектів використовують з метою виявлення випадкових фізичних дефектів на площі структури кристала. Прикладом таких ТС можуть бути меандроподібні резистори для аналізу суцільності металевих доріжок на рельєфній поверхні; гребінчасті резистори для виявлення закорочень, розривів чи шпар між провідниками; МОН-конденсатори та транзистори. Рис. 11.10, а та б демонструють структуру алюмінієвого сплаву АК-1 (а) та силіциду (б), які використовують для металізації верхнього рівня розведення структур ВІС.

Для контролю стійкості структур ВІС до параметричних відмов, оцінювання неоднорідності розподілу дефектів за площею кристала використовують диференційні ТС (ДТС), які являють собою диференційну пару транзисторів – біполярних чи польових.

ТС для оцінювання електричних параметрів структур ВІС використовують з метою отримання інформації щодо придатності в статичному та динамічному режимах вузлів і блоків, які характеризують функціональну придатність ВІС та технологічність процесу формування структур у цілому.

Прикладами таких ТС можуть бути інвертори та логічні елементи, які



**Рис. 11.10.** Структура алюмінієвого сплаву АК-1 (а) та силіциду титану  $\text{TiSi}_2$  (б)

використовуються для визначення порогу перемикання, коефіцієнта підсилення, споживаної потужності; кільцеві генератори для вимірювання частоти перемикання та часу затримки; пристрої пам'яті для контролю випадкових дефектів на площі кристала. Зазвичай, в якості ТС вибирають найважливіший функціональний вузол (пристрій), який визначає швидкодію, завадостійкість та температурну стабільність всієї схеми.

ТС для аналізу надійності на стадії формування структур ВІС використовують для прогнозування кількісних показників надійності ВІС та встановлення основних механізмів відмов. Інформацію отримують шляхом фіксації та аналізу зміни параметрів ТС під дією таких впливів як підвищена температура, напруга живлення, струми споживання, вологість та термоцикли, а також радіаційне опромінення (наприклад  $\alpha$ -частинками). Прикладами таких ТС можуть бути гребінчасті або меандрові резистори для аналізу корозійних та електроміграційних процесів; супер-бета-транзистори для визначення рівня генераційно-рекомбінаційних процесів шляхом вимірювання  $m$ -фактора; МОН-транзистори, сформовані з різними товщинами діелектриків, які визначають тунельні та надпорогові струми; ТЕ для контролю стану поверхні діелектриків; ТЕ для визначення зарядового стану  $\text{Si-SiO}_2$  на основі зсуву імпульсних CV-характеристик; ТЕ для визначення рухливості носіїв заряду в каналі МОН-транзисторів; вихідні каскади (вузли), які визначають тепловий опір ВІС; ТС для визначення електричної міцності підзатворного діелектрика, що характеризує радіаційну стійкість до  $\alpha$ -опромінення. Такий тестовий контроль повинен гарантувати надійність структур на рівні  $1 \div 10 \text{ ppm}$  ще на стадії їхнього функціонування.

### **11.3. Тестові кристали як елементи статистичного контролю і моделювання технологічних процесів формування структур ВІС**

Тестовий контроль у колишньому СРСР вперше був реалізований 1986 року на ВАТ "Родон" для проектування структур ІС, які виготовлялись за біполярною,  $n$ -МОН,  $p$ -МОН та КМОН-технологіями. Кожний вид технології мав свій набір тестових компонентів, які об'єднувались у тестові кристали. Це дало змогу підвищити вихід придатних структур у  $2 \div 3$  рази і



досягти рівня  $65 \div 80\%$ . Для організації та координації робіт щодо тестового контролю у ВАТ "Родон" при відділі головного технолога було організовано галузеву лабораторію тестового контролю, яка визначала основні засади підвищення ступеня інтеграції ВІС в електронній галузі колишнього СРСР.

Тестові кристали формують на робочих пластинах паралельно з кристалами ВІС і містять у своєму складі різноманітні типи та конструкції ТС, які мають багато спільного з компонентами структур ВІС. Вибір складу ТК визначає розроблення набору ТС та об'єднання їх у групи за призначенням. Для контролю більшості параметрів ВІС та стандартних ТО розроблено множину типів ТС, тому визначення складу ТК можна звести до вибору оптимального набору ТС із бібліотечних типів. Топологію ТК слід розробляти з використанням принципу модульного конструювання. При цьому під модулем розуміють деяку ділянку ТК, що містить групу ТС цільового призначення для вирішення одного конкретного завдання.

Тестові кристали можуть бути універсальними (УТК), тобто містити повний набір ТС для контролю технологічного процесу, або спеціалізовані (СТК) з визначеним переліком параметрів технологічного процесу формування структур ВІС. Спеціалізовані ТК можуть міститися в складі УТК як окремі блоки. Так, УТК блочного типу NBS-16 для контролю КМОН-технології містить 8 СТК, в тому числі один – для контролю фізичних і оптичних параметрів (табл. 11.5). Загалом УТК КМОН містить 28 типів тестових структур, має 143 контактні площадки, а його розміри становлять  $6,35 \times 6,35$  мм.

Цей тестовий кристал у різних варіаціях використовувався для тестового контролю структур ВІС серій KP1830, K564, K1564, K1554. В тестовій лабораторії було розроблено понад 10 тестових кристалів для різних технологічних процесів. Особливо слід відмітити кристал NBS-12, що містить 640 контактних площадок та 140 різноманітних тестових структур, електрично-ізолюваних одна від одної, які розміщуються в так званих модулях, кількість яких може сягати  $10 \div 12$ . Завдяки цьому тестовий кристал є гнучким до різних варіантів конструкцій та технологій структур ВІС.

У процесі проектування тестових кристалів необхідно враховувати конструктивні вимоги та обмеження з точки зору автоматизації тестового контролю і ефективного використання ТС різного призначення, а саме:

1. Конструкція ТК повинна використовувати попарно-рядне розміщення контактних площадок. Це дозволяє згорнути ТС у бібліотечні елементи, які зберігаються в пам'яті сервера.

2. Для розроблення конструкцій структур кристалів ВІС і ТК необхідно використовувати одні і ті ж проектні норми (ТКО), щоби геометрія ТС була максимально наближена до геометрії елементної бази структури ВІС.

3. Конструкція ТС повинна бути такою, щоби тільки їхні критичні елементи були чутливі до проектних топологічних норм.

4. У конструкції ТК необхідно уникати під'єднання різних ТС до загальних провідних шин. Попарно-рядкове розміщення контактних площадок власне дозволяє розмістити ТС таким чином, щоби уникнути їхнього

впливу одна на одну.

5. Для вимірювання поверхневого опору та ширини ліній необхідно використовувати чотирьохконтактні резистори. З цією метою застосовують схему подвійного моста Кельвіна (моста Томсона), яка власне передбачає використання чотирьох контактних площадок, де струм пропускають через одну пару контактів, а напругу знімають з іншої, що забезпечує дуже високу точність вимірювань.

6. Для проектування ТК необхідно використовувати елементи, які запобігають виникненню паразитних поверхневих інверсійних каналів. У цьому випадку використовують процес легування, який запобігає інвертуванню поверхні.

**Таблиця 11.5.** УТК для контролю КМОН технологічного процесу

№, п/п	Позначення ТС	Призначення ТС та їхні основні технологічні параметри
1	2	3
<b>1СТК Структури для вимірювання опору і ширини ліній</b>		
1	NRES, PRES	Опір і ширина $p^+$ -, $n^+$ -областей, шин полі-Si та р-кишені
2	POLYPRES, POLYNRES	Опір квадратних площадок на $p^+$ і $n^+$ -областях
3	POLYRES, PWELLRES-0,1	Розрахунок числа квадратів за шириною і опором шин полікремнію; р-кишені для вимірювання опору двох квадратних контактних площадок
4	ALRES	Опір квадрата і ефективна ширина алюмінієвих шин
5	CONTRES ALP-1, 2, 3	Опір контакту між алюмінієм і $p^+$ -шаром, розміри контактних вікон (КВ): $1 \times 1$ , $3 \times 3$ , $5 \times 5$ , $7 \times 7$ мкм
6	CONTRESAL-R-1, 2, 3	Опір контакту між алюмінієм і $n^+$ -шаром; розміри КВ: $1 \times 1$ , $3 \times 3$ , $5 \times 5$ , $7 \times 7$ мкм
<b>2СТК Структури для вимірювання опору контактів</b>		
1	CONTRESAL POLY-1, 2, 3	Опір контакту між алюмінієм і полі-Si; розміри КВ: $0,5 \times 0,5$ , $3 \times 3$ , $1 \times 1$ мкм
2	CONTRESAL POLY-P-1, 2, 3	Опір контакту між алюмінієм і полі-Si в р-МОН транзисторах; розміри КВ: $0,5 \times 0,5$ , $3 \times 3$ , $1 \times 1$ мкм
3	CONTRESAL POLY-N-1,2,3	Опір контакту між алюмінієм і полі-Si в n-МОН транзисторах; розміри КВ: $0,5 \times 0,5$ , $3 \times 3$ , $1 \times 1$ мкм
4	CONTRESAL PWELL	Опір контакту між алюмінієм і р-кишенею; розміри КВ: $0,5 \times 0,5$ , $3 \times 3$ , $1 \times 1$ мкм
5	ROWAL-N-105, 103	Опір контакту між алюмінієм і $n^+$ -областю р-кишені; 6 рядів КВ $0,5 \times 0,5$ , $3 \times 3$ , $1 \times 1$ мкм
6	ROWAL-P-105, 103	Опір між алюмінієм і $p^+$ -областю на Si-підкладці; 6 рядів КВ $0,5 \times 0,5$ , $1 \times 1$ мкм
7	ROWAL-POLY-N-105, 103	Опір між алюмінієм і $n^+$ -полі-Si; 6 рядів КВ $0,5 \times 0,5$ , $1 \times 1$ мкм

Продовження таблиці 11.5.

1	2	3
<b>3СТК Структури для вимірювання ємності та струмів втрат</b>		
1	CAP-31	Струм втрат р-n-переходу і конденсаторної структури з оксидом затвора і р-кишенею
2	CAP-32	Струм втрат конденсаторної структури між полі-Si оксидом затвора і Si-підкладкою
3	CAP-33	Ємності $n^+$ -р-переходів і вікна під $n^+$ -р- і $n$ -р $^+$ -області. Час життя неосновних носіїв заряду
4	CAP-34	Ємності $p^+$ -n-переходів і вікна під $n^+$ -р-області. Час життя неосновних носіїв заряду.
5	MILLER CAP-N, P	Ємності n- і р-МОН-транзисторів
6	LEAKAL P	Струм втрат між Al і р-областю в р-МОН транзисторі
7	LEAKAL SUB	Струм втрат між Al і n-областю в р-МОН транзисторі
8	CAP-39	Ємність між алюмінієм і нелегованим каналом МОН-транзистора
9	CAP-310	Ємність між алюмінієм і легованим полі-Si $n^+$ -типу
10	CAP-311	Ємність між алюмінієм і легованим полі-Si $p^+$ -типу
<b>4СТК Структури для вимірювання плівок і відстані між легованими областями</b>		
1	STEPCOV POLY-1, 2, 3	Опір полі-Si шин шириною 1,3 і 5 мкм
2	STEPCOV ALL-1, 2, 3	Опір полі-Si шин на алюмінії шириною 1,3 мкм
3	SEEP	Відстань між р-кишенею і $p^+$ -областю ззовні кишені
4	SERN	Відстань між р-кишенею і $p^+$ -областю всередині кишені
5	SOI	Опір полі-Si на оксиді SiO <sub>2</sub>
<b>5СТК Транзисторні структури</b>		
1	TRS-5111,51111	n-МОН-транзистори ( $\omega/L = 20/20, 5/5, 1/1$ )
2	TRS-5211,52111	p-МОН-транзистори ( $\omega/L = 20/20, 5/5, 1/1$ )
3	TRS-55	p- і n-МОН-транзистори з мінімальними проектними нормами $\omega/L = 15/5, 5/1, 1/1$
4	TRS-54	p- і n-МОН-транзистори з охоронними кільцями $\omega/L = 15/5, 5/1, 1/1$
5	TRS-56, 510	Три p- і n-МОН-транзистори $\omega/L = 15/80, 10/20, 1/80$
6	TRS-57, 511	Три p- і n-МОН-транзистори $\omega/L = 1/1, 4/4, 12/4$
7	TRS-508, 512	Три p- і n-МОН-транзистори $\omega/L = 80/1, 80/5, 80/10$
8	TRS-513 - 516	По два уніполярні комплементарні p- і n-МОН-транзистори $\omega/L = 40/40, 40/10$
9	TRS-517, 518, ПНПЗ	Біполярні n-p-n-транзистори (два типи) та $p^+$ - $n^+$ -p-транзистори
10	TRS-519,520	p- і n-МОН-транзистори $\omega/L = 3/3, 1/1$



Продовження таблиці 11.5.

1	2	3
<b>6СТК Діодні структури</b>		
1	ZENER-1, 2	Зенерівські діоди на $n^+$ і $p^+$ -областях кишені (ширина перекриття 2 і 1 мкм)
2	ZENER-3	Зенерівські діоди на областях $n^+$ і полі-Si
3	TUNNEL-1	Тунельний діод на підзатворному діелектрику
<b>7СТК Динамічні структури</b>		
1	611NV-1,2,3,4,5	$p$ - і $n$ -канальні інвертори $\omega/L = 10/5, 5/5, 1/1$ .
2	62RING	15-розрядний кільцевий генератор $\omega/L = 15/5$ з двома буферними каскадами $\omega/L = 27/5, 5/1$
3	63RING	15-розрядний кільцевий генератор $\omega/L = 10/5$ з двома буферними каскадами $\omega/L = 40/5, 8/1$
4	64RING	15-розрядний кільцевий генератор $\omega/L = 5/5$ з двома буферними каскадами $\omega/L = 14/5, 36/5$
5	65RING	15-розрядний кільцевий генератор $\omega/L = 15/1$ з двома буферними каскадами $\omega/L = 40/5, 8/1$
6	3NOR, 3NAND	тривходові логічні елементи НЕ, АБО-НЕ
7	69TG	Електронний ключ з двома $p$ - і $n$ -МОН-транзисторами $\omega/L = 3/1$
8	613LU-1, 2, 3	Три $p$ - і $n$ -МОН-транзистори для вимірювання затухання
9	DYND-FF	Динамічний D-тригер для динамічних і електричних характеристик
10	CCD-1, 2, 3	Дво- та трифазні ПЗЗ-структури з 38 передатними затворами для аналізу поверхневих станів межі Si-SiO <sub>2</sub>
<b>8СТК Структури для фізичних та оптичних радіаційних вимірювань</b>		
1	COVMOK PO, COV NKO	Для пошарового суміщення шарів: оксид-полі-Si, контакти-полі-Si, алюміній-полі-Si $p$ -кишеня- $p^+$ -маска.
2	PERMISSION	Визначення роздільної здатності процесу літографії для 8, 10, 14-шарів
3	NEGREG-1 - 9	Мітки вирівнювання "квадрат" зі збільшенням 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9
4	CONAKTS-1-18	Контактні вікна від $2 \times 25$ до $0,25 \times 0,25$ для визначення роздільної здатності
5	PROFILE	Інвертор для вимірювання технологічного профілю
6	ALTCN-1 - 5	Додаткові мітки вимірювання "хрест-хрест" за вісьмома, десятьма шарами
7	MEANDR-1,2,3	Опір полі-Si, $p^-$ і $p^+$ -шарів типу меандр або (TAN)
8	LFET	$p^-n^+p^+$ -структура в кишені $p$ -типу
9	CAP-411	Ємність для вимірювання концентраційного профілю за CV-характеристикою
10	ELIPSOMETR-1, 2, 3	Структури для вимірювання показників заломлення SiO <sub>2</sub> , Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> , Si <sub>x</sub> O <sub>y</sub> N <sub>z</sub>

7. При конструюванні ТК слід враховувати чинники, які можуть бути причиною деградації ТС, зумовленої зовнішніми чи внутрішніми впливами.

8. Конструкція ТК повинна бути налаштована під контроль на пластині за допомогою багатофункціонального автоматичного тестера на кшталт АИК-ТЕСТ-2.

9. Тестовий кристал необхідно організовувати таким чином, щобі всі ТС могли бути виміряні одночасно без переналаштування зондової голівки. Самі зонди не повинні вносити похибки в результати вимірювань.

10. Тестові кристали повинні мати таку модульну структуру, щобі за допомогою топологічної інформації, яка міститься в пам'яті ЕОМ, можна було би легко скомпонувати новий тестовий кристал під модернізований технологічний процес.

11. ТС повинні бути сконструйовані таким чином, щобі займати мінімальну площу на пластині, а їхнє розміщення – методом конверта.

12. Вимірювання та статистичне опрацювання даних повинно бути простим і здійснюватись у реальному масштабі часу з накопиченням отриманих результатів (розподіл, середнє значення параметра, дисперсія, дефектність і вихід придатних структур) упродовж заданого терміну.

Тестовий кристал модульного типу (рис. 11.11) містить 8 модулів (М1-М8) з однаковим розміщенням контактних площадок для контролю технологічного процесу виготовлення п-канальних МОН-структур (розмір кристала  $5,0 \times 4,65 \text{ мм}^2$ , розмір модуля  $1,1 \times 2,1 \text{ мм}^2$ ).

Кожний з модулів має окреме призначення:

М1 – контроль струмів втрат між провідними шарами в горизонтальній площині та контроль поверхневого опору провідних шарів;

М2 – контроль поверхневого опору провідних шин;

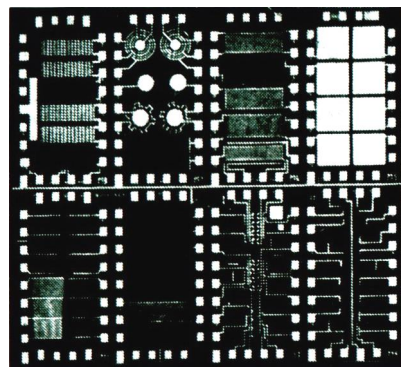
М3 – візуальний та електричний контроль відхилення геометричних розмірів і взаємного зміщення технологічних шарів у процесі фотолітографічних операцій;

М4 – контроль електрофізичних параметрів підкладки та МОН-транзисторів різного типу і конфігурацій;

М5 – контроль зарядового стану діелектриків і меж розділу технологічних шарів, контроль дефектності діелектричних шарів великої площі та великого периметру;

М6 – контроль дефектності діелектричних шарів на рельєфі шляхом вимірювання напруг між двома провідними шарами у вертикальній площині;

М7 – контроль якості р-п-переходів шляхом вимірювання m-фактора і пробивної напруги на великій площі та периметрі, контроль утворення "білої



**Рис. 11.11.** Тестовий кристал для моделювання п-канальної МОН-технології формування структур ВІС

смуги" шляхом вимірювання порогової напруги і струмів втрат двох з'єднаних транзисторів з однаковим співвідношенням  $\omega/L$ ;

M8 – контроль опору потрійних контактів, захищеного контакту, контакту Al-poli-Si; Al – дифузійні шари, Al-TiN-Si; контроль часу життя носіїв заряду для оцінювання ефективності гетерних зон.

Тестовий кристал містить загалом 61 тестову структуру. Він виявився дуже ефективним для контролю процесу формування n-канальних схем пам'яті серії KP132 (РУ6, 8, 9).

**Таблиця 11.6.** Параметри ТС та методи їх вимірювань

№, п/п	Параметри ТС	Діапазон вимірювань	Методи вимірювань
1	2	3	4
Електрофізичні параметри			
1	Опір дифузійних та імплантаційних шарів, $\rho_s$ , Ом/□	$1 \div 2000$	Горизонтальний, Ван-дер-Пау
2	Концентрація хімічного елемента в плівці $N(x)$ , $\text{см}^{-3}$	$10^{16} \div 10^{21}$	Оже-спектроскопія, вторинна масспектроскопія
3	Глибина залягання р-n-переходів, мкм	$0,1 \div 10$	Пошарове травлення, імпульсні ВФХ, РЕМ, шар-шліф; ІЧ-спектроскопія
4	Концентраційний профіль легування $N_n(x)$ , $\text{см}^{-3}$	$10^{14} \div 10^{22}$	Опір розтікання, імпульсні ВФХ, вторинна масспектроскопія
5	Початковий струм втрат р-n-переходу $i_{в0}$ , мкА	$0,01 \div 0,1$	ВАХ
6	Струм втрат при заданій напрузі зміщення $i_v$ , мкА	$0,001 \div 0,1$	ВАХ
7	Об'ємна і поверхнева складові струму втрат $i_{в0}$ , $i_{вп}$ , мкА	$0,001 \div 0,1$	ВАХ
8	Напруга пробою р-n-переходу $U_{пр}$ , В	$30 \div 200$	ВАХ
9	Початкова питома ємність р-n-переходу $C_{pn}(0)$ , пФ/мкм <sup>2</sup>	$0,1 \div 3$	ВФХ
10	Динамічний опір р-n-переходу $r_d$ , кОм	$1,0 \div 20$	ВАХ
11	Опір шару полі-Si $\rho_{\text{Sink}}$ , Ом/□	$10 \div 50$	Чотиризондовий, ВДП
12	Питома ємність тонкого оксиду $C_0$ , Ф/см <sup>2</sup>	$(1 \div 4) \cdot 10^{-8}$	ВФХ
13	Товщина тонкого оксиду $d$ , нм	$10 \div 1000$	ВФХ, еліпсометрія
14	Напруга пробою тонкого оксиду $U_{пр}$ , В	$40 \div 200$	ВАХ

Продовження таблиці 11.6.

1	2	3	4
15	Густина початкового струму тонкого оксиду $i_{\text{в0}}$ , мкА/см <sup>2</sup>	$10^{-6} \div 10^{-4}$	ВАХ
16	Потенціал плоских зон Si-SiO <sub>2</sub> $U_{\text{FB}}$ , В	$0,1 \div 5$	ВФХ
17	Приведена густина вмонтованого заряду в SiO <sub>2</sub> , $N_{\text{sd}}$ , см <sup>-2</sup>	$10^9 \div 10^{13}$	Імпульсні ВФХ, динамічні ВАХ
18	Енергетичний спектр поверхневих станів на межі Si-SiO <sub>2</sub> , $N_{\text{ss}}(E)$ , см <sup>-2</sup> еВ <sup>-1</sup>	$10^{10} \div 10^{13}$	Квазістатичні ВФХ
19	Швидкість поверхневої рекомбінації $S$ , см/с	$10^2 \div 10^6$	Імпульсні ВФХ
20	Рухомість носіїв в каналі $M_n(p)$ , см <sup>2</sup> /Вс	$50 \div 1000$	Ефект Холла
21	Питома ємність міжшарового діелектрика $C_{\text{oo}}$ , Ф/см <sup>2</sup>	$(0,5 \div 1) \times 10^{-8}$	ВФХ
22	Опір шару металізації $\rho_{\text{sm}}$ , Ом/□	$0,01 \div 10$	Резистивні методи
23	Перехідний опір контакту, $R_k$ , Ом	$1 \div 100$	ВАХ
24	Порогова напруга активного МОН-транзистора $U_T$ , В	$0,2 \div 5$	ВАХ, Імпульсні ВФХ
25	Початковий струм транзистора (витік-стік) $i_{\text{т0}}$ , мкА	$0,01 \div 1$	ВАХ
26	Напруга відсікання транзистора з вмонтованим каналом $U_{\text{відс}}$ , В	$ 0,1 \div 1 $	ВАХ
27	Питома крутизна транзистора $\beta$ , мкА/В <sup>2</sup>	$5 \div 50$	ВАХ
28	Напруга змикання транзистора $U_{\text{зм}}$ , В	$10 \div 100$	ВАХ
29	Тунельний струм тонкого оксиду $i_t$ , мкА	$0,001 \div 0,1$	ВАХ
30	Порогова напруга паразитного МОН-транзистора $U_{\text{tn}}$ , В	$>10$	ВАХ
Геометричні параметри			
31	Ширина провідної шини $W$ , мкм	$1 \div 10$	Візуальний РЕМ, вимірювання опору шин
32	Відхилення від розміру $\Delta W$ , мкм	$0,01 \div 1$	Модифікований ВДП
33	Величина бічної розгонки дифузії $\delta n+(p+)$	$0,01 \div 0,5$	РЕМ, модифікований ВДП
34	Величина взаємного зміщення шарів при фотолітографії по $x$ і по $y$	$0,1 \div 0,25$	РЕМ, модифікований ВДП резистивний
35	Відстань між сусідніми шипами $l$ , мкм	$1 \div 5$	РЕМ, візуальний
36	Довжина каналу МОН-транзистора $L_k$ , мкм	$0,01 \div 100$ $0,1 \div 50$	РЕМ, модифікований ВДП

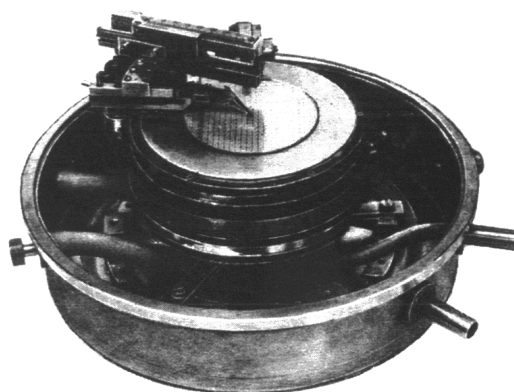
Продовження таблиці 11.6.

1	2	3	4
37	Товщина шару $t$ , мкм : напівпровідникового металевого діелектричного	$0,1 \div 20$ $0,01 \div 1,5$ $0,001 \div 2$	Еліпсометрія, інтерферометрія, Фур'є- спектрометрія
38	Дефектність шару, $\text{см}^{-2}$	$0,05 \div 5$	Дифрактометрія
39	Розмір зерна, нм	$10 \div 1000$	РЕМ
40	Висота сходинок, спейсерів, мкм	$0,01 \div 1,5$	Інтерферометрія
Структурні параметри			
41	Густина певного типу дефектів після фотолітографії $N_{\text{др}}$ , $\text{см}^{-2}$	$> 0,01$	Візуальні, автомати- зований аналізатор зображення
42	Кількість розривів провідних шин на сходинах рельєфу, $K_{\text{розр}}$	$> 1$	Вимірювання опору шин
43	Густина проколів в $\text{SiO}_2$ $N_{\text{пр}}$ , $\text{см}^{-2}$	$> 10$	Вимірювання почат- кової провідності $\text{SiO}_2$
44	Імовірність появи дефектного контакту	$> 10$	Вимірювання опору контактних ланок
45	Прогин Si-пластин, мкм	$1 \div 5$	Візуальний, інтерферометрія
46	Відхилення від площинності, мкм	$\pm 10$	Інтерферометрія
47	Дислокації, кластери, преципітати	$< 10$	Травлення та РЕМ
48	Моно- або полікристалічність	-	Рентгеноструктурний аналіз
49	Хіллокоутворення в металізації	$< 0,2$	Рентгеноструктурний аналіз
50	Атомарно чиста поверхня	$< 10$ нм	Оже-спектрометрія

Таким чином, завдання конструювання тестового кристала в загальних рисах означає оптимізацію вибору номенклатури та числа інформаційних ТС, які дозволяють за результатами вимірювань електрофізичних, геометричних, структурних параметрів (функціональних шарів і елементів) здійснювати кількісну оцінку рівня всіх ТО вибраного маршруту формування структур ВІС. В табл. 11.6 подано електрофізичні, геометричні та структурні параметри ТС, а також методи їх вимірювань.

Практичні вимірювання параметрів ТС здійснюють за допомогою спеціальних контактних столиків, які дають можливість якісного механічного контакту до вивідних площадок ТС з високою точністю позиціонування безпосередньо на пластині кремнію. Таким чином, можна здійснювати як кінцевий, так і проміжний контроль на певних етапах технологічного оброблення пластин. Для забезпечення температурних вимірювань столик

розміщують у термостаті, де також міститься контрольований нагрівний елемент (пічка) та система охолодження паром азоту. На рис. 11.12 показано один із варіантів конструкції термостатованого столика, розробленого в науково-дослідній лабораторії підприємства "Родон", м. Івано-Франківськ, який забезпечує діапазон контрольованих температур від 77 до 473 К. Цей столик також можна використовувати для електрофізичного діагностування надійності субмікронних структур ВІС за ефектами нелінійності їхніх характеристик.



**Рис. 11.12.** Термостатований столик для контролю тестових структур в діапазоні 77 ÷ 473 К

#### **11.4. Електрофізичне діагностування надійності субмікронних структур ВІС за ефектами нелінійності їхніх характеристик**

Сучасний стан розвитку світової електронної промисловості характеризується неперервним зростанням вимог щодо надійності виробів твердотілої електроніки, мікроелектроніки та оптоелектроніки. Для оптимального вирішення цього завдання необхідне глибоке розуміння фізики явищ, які призводять до відмов ВІС та зниження їхньої надійності. Фізичний підхід до підвищення надійності дискретних та інтегральних напівпровідникових приладів сформувався ще в 1970-1980 роках. На сьогодишньому етапі необхідно напрацювати такий підхід і до субмікронних структур ВІС, що є предметом цього розділу.

Електрофізичні методи діагностування субмікронних структур ВІС за інтегральними ефектами нелінійності, які відповідають функціональним характеристикам виробів, дозволяють не тільки оцінювати технічний стан об'єктів діагностування, але й прогнозувати їхню надійність ще на етапі формування таких структур. Такі методи можна використовувати як для атестаційного, приймального контролю на виробництві, так і для вхідного контролю ВІС перед їхнім використанням у схемотехнічних розробках.

Електрофізичні методи базуються на тому, що стан структури кристала ВІС відображають особливості різноманітних характеристик, які реєструють на зовнішніх виводах ВІС. До них належать вольт-амперні (ВАХ), вольт-кулонні (ВКХ), вольт-фарадні (ВФХ) та ампер-веберні (АВбХ) характеристики, які описують властивості електропровідності, поляризованості чи намагнічуваності фізичного середовища. Функціональні особливості переміщення рухомих носіїв заряду чи перезарядження зв'язаних зарядів у фізичному середовищі структури ВІС за різних рівнів їхньої енергетичної активації та умов роботи, характеризуються індивідуальними параметрами нелінійності таких характеристик.

Конкретній структурі ВІС відповідає деякий об'єм тривимірного функ-

ціонального простору, де кожна координата простору є відповідним функціоналом деякої характеристики:  $VAX - \Phi_1[I(U)]$ ,  $BKX - \Phi_2[Q(U)]$ ,  $AB6X - \Phi_3[\Psi(I)]$ . Виникнення певних дефектів у фізичному середовищі структури ВІС призводить до зміни координат стану об'єкта діагностування в цьому об'ємі, в тому числі з можливим виходом за його межі (виходом з ладу). Різним за характером дефектам відповідають конкретні визначені ділянки функціонального об'єму структури ВІС.

Для реалізації електрофізичного діагностування структури ВІС необхідно вирішити чотири основні завдання:

1) Вибрати такі функціонали  $\Phi_1[I(U)]$ ,  $\Phi_2[Q(U)]$ ,  $\Phi_3[\Psi(I)]$  для структур ВІС конкретного виду, в просторі яких забезпечується максимальна роздільна здатність фізичних станів об'єкта діагностування, яка залежить від його фізико-технологічної дефектності. Саме на цьому етапі закладається ступінь достовірності процесу діагностування.

2) Визначити первинну діагностичну інформацію щодо об'єкта діагностування, на основі якої можна визначити координати стану цього об'єкта у вибраному функціональному просторі.

3) Визначити поточні координати стану об'єкта діагностування в просторі функціональних характеристик і прийняти рішення щодо стану діагностування структур ВІС з використанням діагностичних моделей.

4) Розробити тестові структури, за допомогою яких можна моделювати об'єкти діагностування на основі встановлених функціоналів, визначити їхні метрологічні характеристики та розробити відповідне програмне забезпечення ПК.

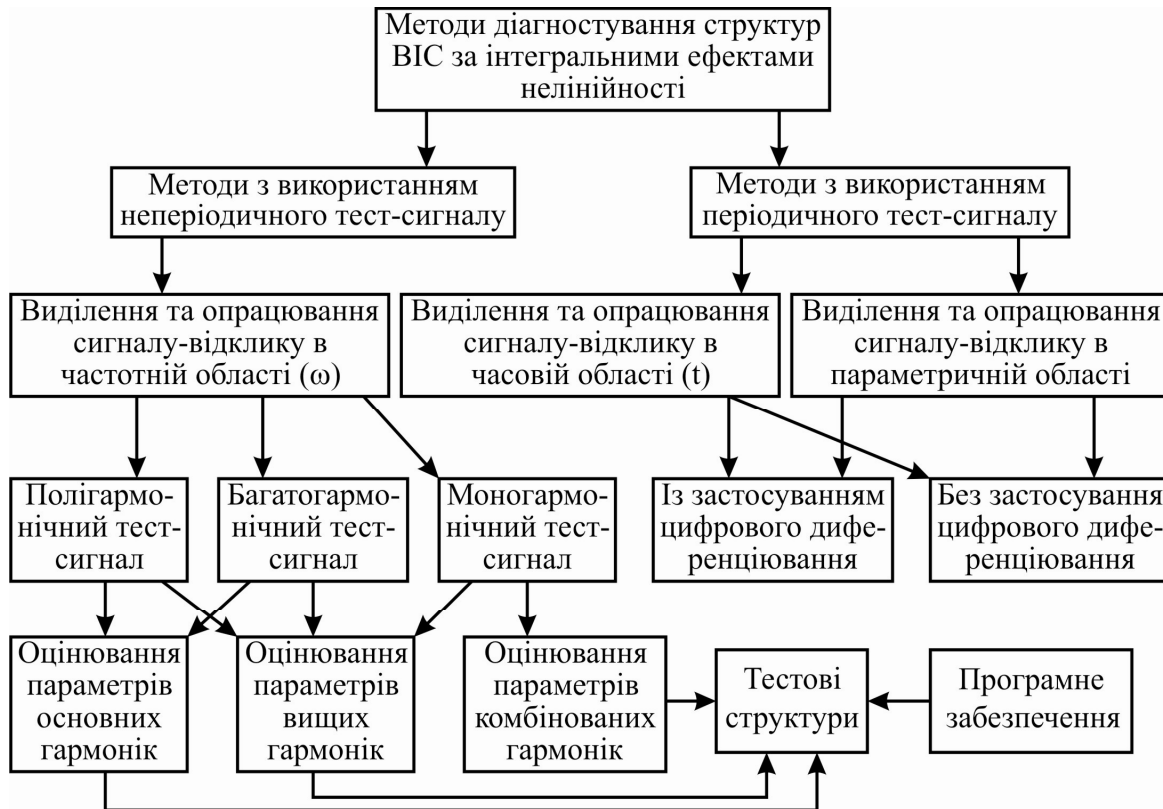
Класифікацію методів діагностування структур ВІС за інтегральними ефектами нелінійності, залежно від способу отримання первинної діагностичної інформації, демонструє рис. 11.13.

Згідно з рис. 11.13, до цих методів належать вольт-амперометрія (МВАМ), аналогове і цифрове диференціювання ВАХ, динамічні та імпульсно-модульовані ВАХ, динамічні та статичні ВФХ, диференційна провідність (МДПр), вищі гармоніки (МВР), друга та третя гармоніки (МДрГ) і (МТрГ), нульові биття (МНБ); різницева частота (МРЧ).

Кожен з методів дослідження фіксує з різним ступенем достовірності деяку частину інформації щодо параметрів нелінійності функціональних характеристик структур ВІС. При цьому результати вимірювань тестових структур можуть бути подані у вигляді:

- відповідних похідних основних функціональних характеристик для різних значень аргументу в межах можливої його зміни;
- множини точкових значень функціональних характеристик, які відмінні від еталонних неперервних графіків чи діаграм;
- параметрів основних та вищих гармонік, які відображають нелінійність відповідної функціональної характеристики.

Відомо, що інформативність електрофізичної характеристики  $\Phi(x)$  можна значно підвищити дослідженням першої, другої та вищих похідних



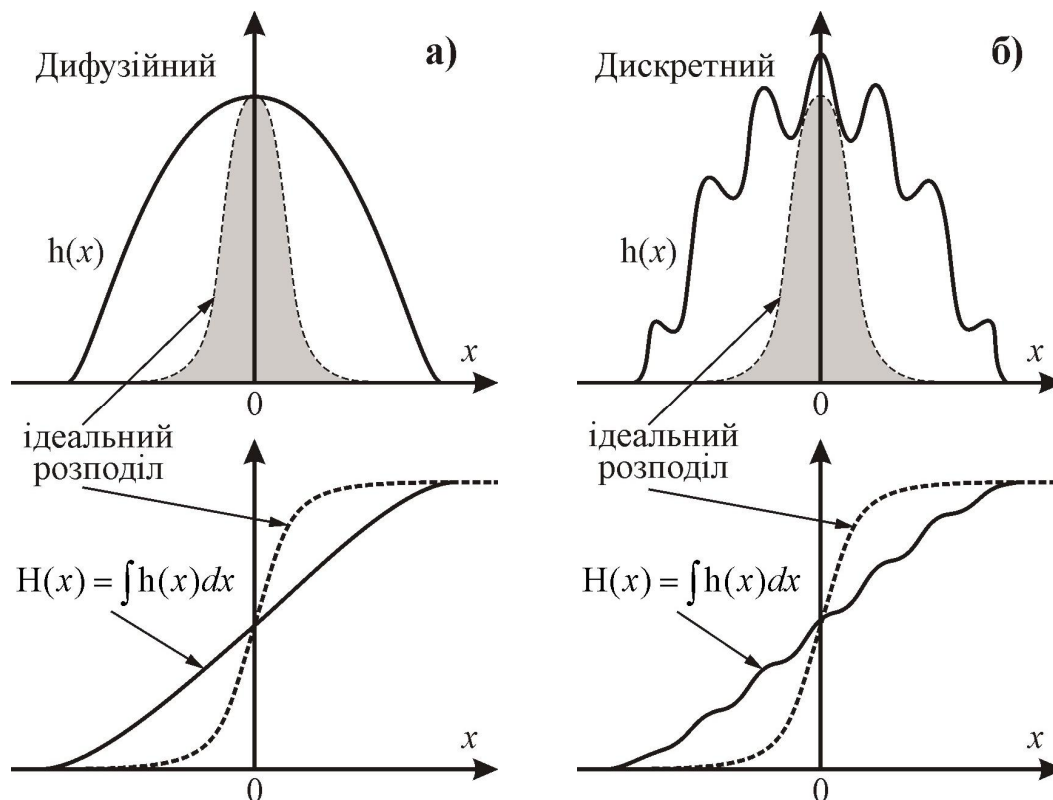
**Рис. 11.13.** Класифікація методів електрофізичного діагностування структур ВІС за інтегральними ефектами нелінійності

функції  $\Phi(x)$ :  $\Phi'(x)$ ,  $\Phi''(x)$ , ...,  $\Phi^{(n)}(x)$ . Наприклад, якщо в р-п-переході переважають генераційно-рекомбінаційні процеси, то їхню кількісну характеристику визначає m-фактор, від якого залежить нелінійність прямої гілки ВАХ р-п-переходу. Зміна зарядового стану на межі структури Si-SiO<sub>2</sub> призводить до зміщення (зсуву) вольт-фарадної характеристики та її нелінійності. Такі нелінійні зміни, в тому числі динамічні, ефективно досліджують за допомогою похідних.

Зазначені похідні в певній мірі є самостійними характеристиками зі своїми особливостями та діагностичними ознаками. Однак не всі похідні однаково інформативні, а найвищу діагностичну інформативність можуть мати лише деякі з них. Вибір із загального числа похідних найбільш інформативних та визначення допустимих меж диференціювання вихідної характеристики  $\Phi(x)$  є одним з найважливіших завдань електрофізичного діагностування за нелінійностями характеристики  $\Phi(x)$ .

Як свідчить досвід, метод похідних (диференційний метод) буде найбільш результативним, якщо його застосовувати до окремих ділянок електрофізичних характеристик, що відображають різку зміну механізму функціонування структур ВІС чи відповідних їм тестових структур. Такі ділянки характеристик зазвичай мають локальний характер. Прикладом можуть бути ділянки перемикавання електронного ключа, переходу приладу в



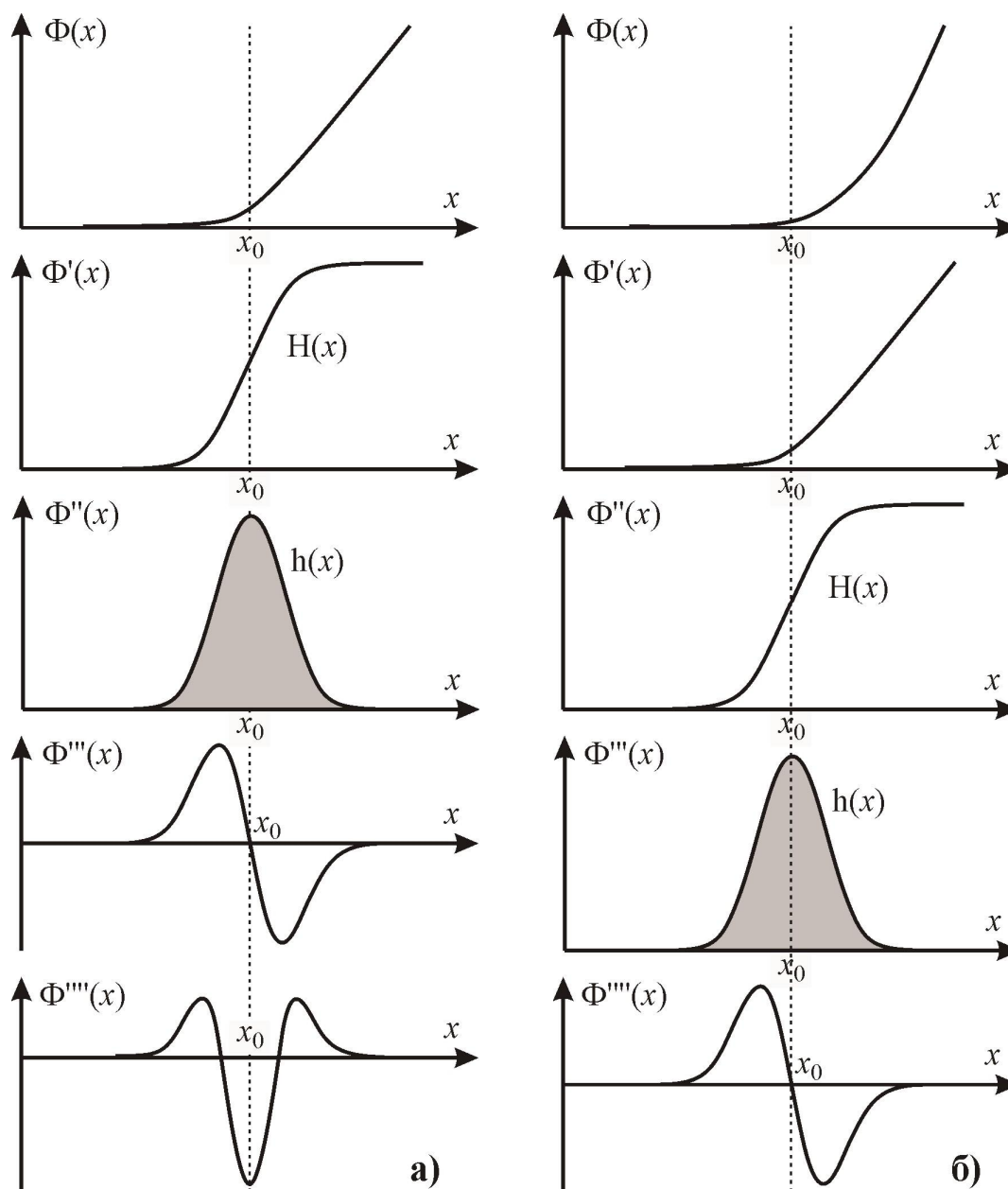


**Рис. 11.14.** Функція розподілу  $h(x)$ , яка має дифузійний (а) та дисперсний (б) характер

стан насичення струму, розвиток лавинного чи тунельного пробою, зміна стану межі розділу Si-SiO<sub>2</sub> від збагачення до збіднення чи навіть інверсії. В цьому випадку похідні електрофізичної характеристики відображають структуру перехідної ділянки характеристики, яку можна розглядати як деякий розподіл фізичної (електричної) величини, наприклад: розподіл густини струму за напругою перемикаання ключа, розподіл площі емітера за значенням густини струму насичення, розподіл площі р-n-переходу за значенням напруги пробою тощо.

Незалежно від фізичної природи, зазначені розподіли мають узагальнений математичний опис у вигляді функції розподілу  $h(x)$ , як це показано на рис. 11.14. В термінах радіофізики випадкові (статистичні) процеси можуть мати розмитий дифузійний (рис. 11.14, а) або дискретний характер з окремо вираженими піками (рис. 11.14, б). Криві, зображені штриховою лінією, відповідають теоретичним (ідеальним) моделям розподілу фізичної величини. Порівнюючи реальну модель з ідеальною, можна зробити висновки щодо неідеальності вибраної фізичної моделі.

Особливістю функції розподілу  $h(x)$  є те, що інтеграл від неї є функцією вмикання (стрибка)  $H(x)$ . Чим вужчий розподіл  $h(x)$ , тим функція  $H(x)$  стає ближчою до одиничної функції Хевісайда, яка відповідає ідеальному вмиканню (стрибку).



**Рис. 11.15.** Пошук інформативної похідної у випадку лінійної (а) та квадратичної (б) вихідної характеристики  $\Phi(x)$ . У першому випадку функцією розподілу  $h(x) \in \Phi''(x)$ , у другому –  $\Phi'''(x)$

Складності пошуку інформативної похідної пов'язані з тим, що заздалегідь невідомо, похідна якого порядку може дати максимальну інформацію. На рис. 11.15 функція  $\Phi(x)$  подана у двох варіантах, близьких до функції електрофізичного діагностування: кусково-лінійна (а) та нелінійна (б). Як можна побачити із поданих графіків, вибір інформативної похідної для практичного аналізу далеко неоднозначний і залежить від вихідної функції  $\Phi(x)$ . В цьому прикладі такий вибір порядку похідної функції було отримано аналітично, тобто у випадку (а) маємо  $\Phi''(x)$ , а для (б) –  $\Phi'''(x)$ . Отже, очевидно виникає запитання: в який спосіб слід здійснювати такий вибір і що слід

Поставлене завдання будемо вирішувати у зворотному порядку. Нехай функція  $\Phi^{(n)}(x)$  є та вища інформативна похідна, яка дає розподіл  $h(x)$  в околі точки  $x_0$ , тобто  $\Phi^{(n)}(x) = \varepsilon \cdot h(x - x_0)$ , де  $\varepsilon$  – нормована амплітуда розподілу  $h(x - x_0)$ . Послідовно інтегруючи цю функцію  $n$  разів та враховуючи, що  $H(x - x_0) = \int h(x - x_0) \cdot dx$ , отримуємо первинну функцію  $\Phi(x)$ , яка описує електрофізичну характеристику:

Таким чином отримуємо, що загальний вигляд сімейства функцій  $\Phi(x)$ , які дають розподіл  $h(x - x_0)$  в похідній  $n$ -го порядку, виражається поліномом  $(n - 1)$  степеня та залишком  $R_0 \cdot h_1(x - x_0)$ .

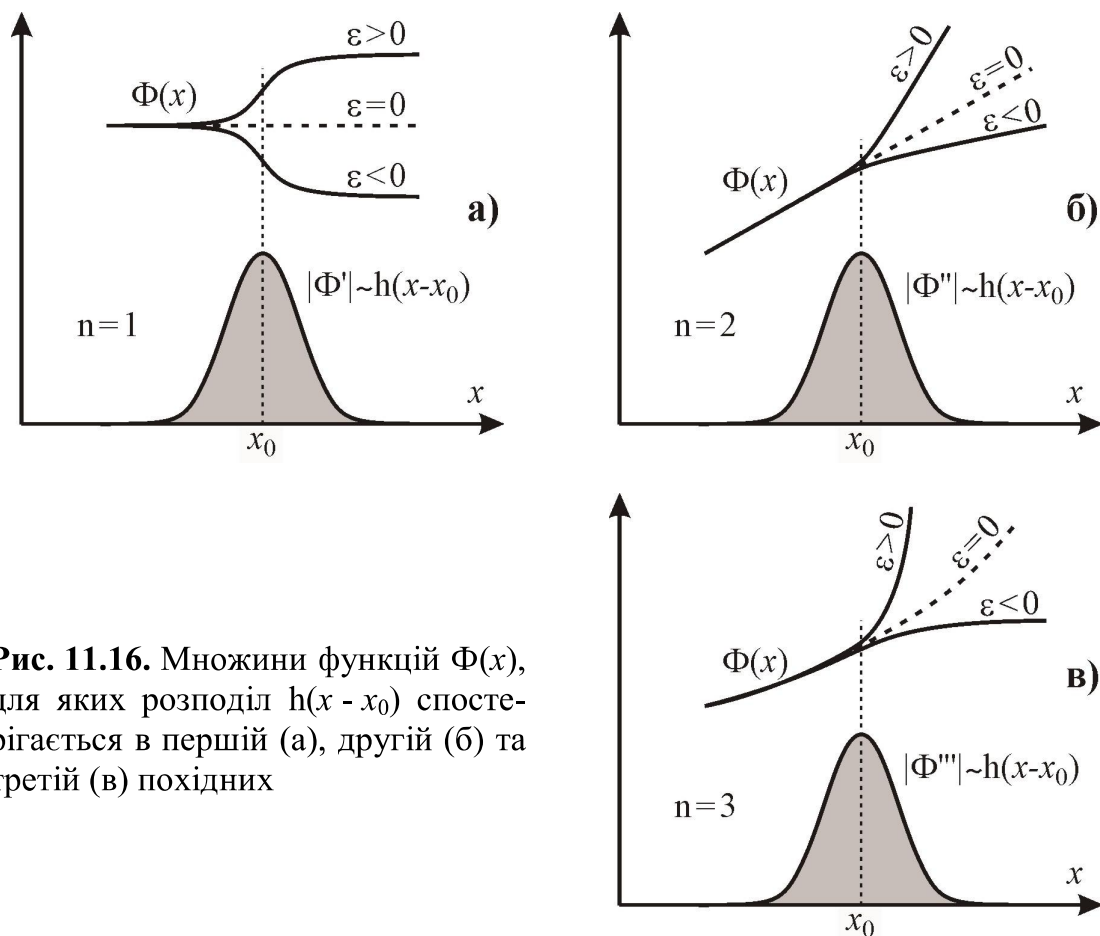
Особливістю цього поліному функції є те, що він містить функцію вмикання  $H(x - x_0)$  в коефіцієнті при  $(x - x_0)^{n-1}$ . Ця функція визначає швидкість зміни, а в точці  $x = x_0$  – стрибок коефіцієнта при члені  $(x - x_0)^{n-1}$ . Величина стрибка дорівнює  $\varepsilon$ , а коефіцієнт змінюється від  $a_{n-1}$  до  $a_{n-1} + \varepsilon$ .

$$R_0 = - \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\varepsilon}{(n-1)!} \int d\xi_{i=1} \dots \int \xi^{n-1} h \cdot d\xi. \quad (11.2)$$
$$|R_0| = \varepsilon \frac{h_0 \sigma(n-1)}{n!} \sigma^{n-1}. \quad (11.3)$$

За умови  $h_0 \cdot \sigma = \text{const}$  можна вважати, що площа розподілу стала, а зі зменшенням ширини  $\sigma$  величина  $R_0$  зменшуватиметься, наближаючись до нуля, оскільки  $\sigma^{n-1}$  також прямує до нуля. Це означає, що внесок залишку  $R_0$  тим менший, чим більш локалізованим є розподіл і чим вищий порядок похідної ( $n$ ).

$$\begin{aligned}\Phi(x) &= a_0 + \varepsilon \cdot H(x - x_0), \quad n=1, \\ \Phi'(x) &= \varepsilon \cdot \frac{d}{dx} H(x - x_0) = \varepsilon \cdot h(x - x_0).\end{aligned}\tag{11.4}$$

302



**Рис. 11.16.** Множини функцій  $\Phi(x)$ , для яких розподіл  $h(x - x_0)$  спостерігається в першій (а), другій (б) та третій (в) похідних

У випадку  $n = 2$ , згідно з (11.1), отримаємо множину функцій  $\Phi(x)$ , для яких розподіл  $h(x - x_0)$  спостерігається в другій похідній (рис. 11.16, б). Тут функція  $\Phi(x)$  має вид ламаної в околі точки  $x_0$ .

Якщо  $n = 3$ , то отримаємо вже множину функцій  $\Phi(x)$ , для яких розподіл  $h(x - x_0)$  спостерігається в третій похідній. Тоді функція  $\Phi(x)$  являє собою множину функцій-характеристик з ламаною квадратичною складовою в околі точки  $x_0$  (рис. 11.16, в).

Аналогічно для  $n = 4$  сімейство  $\Phi(x)$  є степеневими функціями з ламаними кубічними складовими, для яких розподіл проявляється вже в четвертій похідній.

Зі збільшенням  $n$  множина функцій  $\Phi(x)$  може бути значно розширена додаванням до  $\Phi(x)$  регулярного полінома  $f(x)$  з нескінченною кількістю членів – рядом Тейлора. При цьому розподіл  $h(x - x_0)$  буде визначатись похідною  $n$ -го порядку і спостерігатись на тлі монотонної зміни похідної  $f^{(n)}(x)$ . Отже, приєднання до функції  $\Phi(x)$  регулярного полінома зі сталими коефіцієнтами не порушує принципу виділення розподілу  $h(x - x_0)$ . Тоді формулу (11.1) можна подати у в кінцевому вигляді так:

$$\Phi(x) = a_0 + a_1(x - x_0) + \frac{1}{2!}a_2(x - x_0)^2 + \dots$$

$$\dots + \frac{(x - x_0)^{n-1}}{(n-1)!}[a_{n-1} + \varepsilon \cdot H(x - x_0)] + \frac{(x - x_0)^n}{n!}a_n + \dots + R_0 \cdot h_1(x - x_0). \quad (11.5)$$

В цій формулі можна виділити нелінійності двох різних видів. Одна з них – регулярна, властива степеневому ряду зі сталими коефіцієнтами, яка проявляється у всій області задання функції  $\Phi(x)$ . Друга – локальна, яка проявляється у вигляді стрибка  $H(x - x_0)$  в околі точки  $x_0$ .

Комп'ютерний аналіз таких функцій дозволяє без значних зусиль відшуковувати порядок похідної, яка визначає розподіл, а використання тестових структур забезпечує моделювання з високою точністю практично всіх фізичних ефектів в елементах структур ВІС. При цьому до найбільш інформативних фізичних параметрів належать: m-фактор p-n-переходу, порогова напруга та її температурна стабільність, надпорогові та тунельні струми, напруга зміщення нуля диференційного підсилювача, тепловий опір елемента структури, час життя і рухливість носіїв заряду.

Таким чином, структури ВІС можна ефективно діагностувати шляхом дослідження нелінійності залежності їхніх параметрів (характеристик), при цьому моделюючи функцією параметра доцільно вибирати степеневий ряд Тейлора, коефіцієнти якого можна розглядати як показники надійності. На основі отриманих в такий спосіб показників надійності елементів структур ВІС визначають проектні норми конструкторсько-технологічних обмежень. Електрофізичні параметри, які використовують для отримання показників надійності, отримують шляхом контролю і дослідження структур ВІС та відповідних їм тестових структур.

Тестовий контроль (технологічна САПР) технологічного процесу формування структур ВІС є ефективним аналітичним інструментом суб- та нанотехнологій і передбачає використання тестових структур для діагностування надійності структур ВІС ще на етапі виготовлення кристалів (чипів). За допомогою тестових структур ефективно реалізують принцип масштабування кристалів, що значно підвищує продуктивність промислового виробництва (вихід придатних структур). Вперше такий процес масштабування було реалізовано на ВІС серії K145 на підприємстві "Родон", м. Івано-Франківськ. Також там було розроблено програмні пакети тестового моделювання для біполярної, n-МОН, р-МОН, та КМОН технологій формування структур ВІС.

## **Розділ 12. НВЧ-ПЛАЗМОВЕ ОБРОБЛЕННЯ ТА ДІАГНОСТУВАННЯ ФУНКЦІОНАЛЬНИХ ШАРІВ**

Перші публікації щодо плазмохімічних процесів осаджування і травлення матеріалів за допомогою газорозрядної плазми появились ще на початку 1960-х. Однак по-справжньому зацікавились ними з боку електронної промисловості тільки наприкінці 1970-х, коли виникла необхідність створення інтегральних схем з мікронними розмірами елементів. Завдяки своїй вищій технологічності плазмові процеси стали поступово витіснити рідинне хімічне оброблення, зокрема травлення.

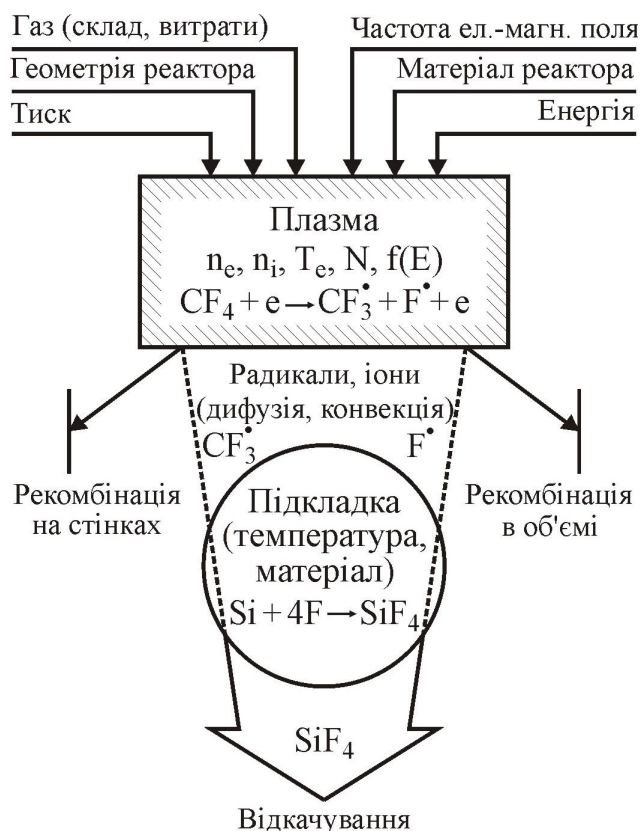
Внаслідок неухильного зменшення розмірів елементів ВІС, першочерговим завданням постало підвищення роздільної здатності плазмових процесів травлення функціональних шарів субмікронних структур ВІС. Тому головна увага приділялась таким плазмохімічним процесам, що забезпечують високу анізотропію оброблення шляхом спрямованої дії іонів на оброблювану поверхню. До них належать, наприклад, такі процеси, які відбуваються в плазмових планарних реакторах чи іонно-променеві плазмові процеси в НВЧ-реакторах електронно-циклотронного резонансу.

На теперішній час спостерігається новий етап розвитку плазмових методів оброблення, а саме методів оброблення в об'ємній плазмі. Тут на перший план висунуто вимоги зниження рівня дефектності та радіаційних пошкоджень в оброблюваних структурах ВІС одночасно з підвищенням анізотропії та селективності травлення. Висока анізотропія досягається за рахунок спрямованого іонного бомбування, а оскільки такі іони зазвичай мають високу енергію, то внаслідок розпорошування поверхневих шарів селективність травлення значно знижується. Крім того, високоенергетичне бомбування функціональних шарів є причиною утворення дефектів в оброблювальних структурах.

Тому особливо актуальним є використання низькоенергетичних хімічно-активних частинок у плазмових процесах травлення чи нанесення плівок в зоні післясвічення плазми, а також для фото-, електронно- та іонно-стимульованих процесів. Відповідно до загальноприйнятої міжнародної термінології, всі ці методи позначаються аббревіатурою NORD (No-Radiation-Damage), як такі методи оброблення, що не призводять до радіаційних пошкоджень функціональних шарів субмікронних структур ВІС. Це вимагає нових підходів до аналізу та вдосконалення плазмових процесів травлення в об'ємній плазмі, в тому числі з використанням методів комп'ютерної діагностики.

### **12.1. Фізико-технологічні особливості плазмових процесів травлення функціональних шарів субмікронних структур ВІС**

Метод оброблення поза зоною плазми (рис. 12.1) полягає в тому, що робочий газ подається в зону плазми, розкладається в ній на хімічно активні частинки (заряджені – іони і незаряджені – радикали), які завдяки дифузії та газовому потоку досягають поверхні пластин, розміщених поза зоною плазми, і вступають у хімічну реакцію з матеріалом пластини на її поверхні,



**Рис. 12.1.** Схема плазмового травлення поза зоною плазми

цьому завдяки накладанню магнітних полів різної напруженості та конфігурації розширюється діапазон тисків ( $10^2 \div 10^{-3}$  Па), за яких відбуваються процеси, та зростає спектр видів і енергій частинок, що діють на оброблювальну поверхню. Відповідним чином у широких межах також змінюються технологічні характеристики (швидкість, селективність та анізотропність).

Склад і енергія частинок, які діють на пластину, залежать від відстані між пластиною та зоною плазми. На рис. 12.2, а показано основні зони післясвічення плазми. Аналогічні явища спостерігаються також у разі припинення генерування плазми. В цьому випадку плазма розпадається не в просторі, а в часі (рис. 12.2, б).

В післясвіченні плазми виділяють три основні зони:

### 1. Зона розпаду плазми:

а) відбувається передавання енергії від електронів до іонів, а далі – до молекул газу за схемою  $E_e \rightarrow E_i \rightarrow E_m$ ; функція розподілу електронів за енергією близька до максвелівської;

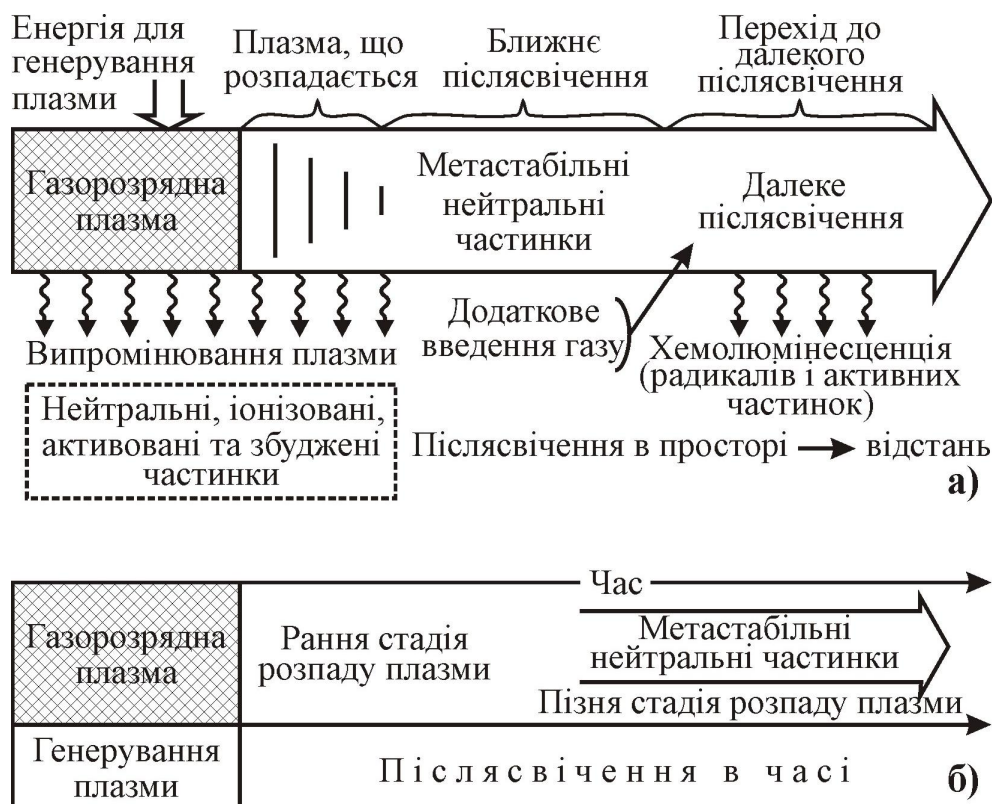
б) зростає відносна роль процесів з низьким енергетичним порогом, таких як прилипання електронів, передавання збудження, дисоціативна рекомбінація іонів та інші, зменшується ймовірність іонного розпорошення поверхні пластини;

утворюючи леткі чи нелеткі продукти (відповідним чином розрізняють травлення або формування нових шарів).

Тут в якості прикладу вибрано процес травлення за допомогою чотирифтористого вуглецю ( $CF_4$ ). Відкачування непродисоційованих молекул первинного газу та непрореагованих радикалів не показано. Радикали та заряджені частинки, які попадають на оброблювану поверхню, мають низьку енергію, тому не руйнують шари структури і не призводять до значного її нагрівання. Заряд, наведений на оброблюваній поверхні поза зоною плазми, також є суттєво меншим, ніж у разі оброблення пластин безпосередньо в плазмі.

Для генерування плазми застосовують газові розряди різних видів – від розряду постійного струму до НВЧ-розряду. При





**Рис. 12.2.** Схема формування зон післясвічення плазми в просторі (а) та в часі (б)

в) концентрації заряджених частинок  $n_e$ ,  $n_i$  швидко спадають головним чином завдяки амбіполярній дифузії та рекомбінації на стінках;

г) зростає відношення концентрації збуджених частинок до концентрації електронів ( $n^*/n_e$ );

д) спадає концентрація збуджених частинок і радикалів з малим часом життя.

## 2. Зона ближнього післясвічення:

а) концентрації  $n_e$ ,  $n_i \approx 0$ , заряджені частинки зустрічаються тільки завдяки вільній дифузії з плазми, що розпадається;

б) концентрація  $n^*$  збуджених частинок з малим часом життя спадає до нуля внаслідок непружних зіткнень;

в) присутні метастабільні нейтральні частинки та радикали з тривалим часом життя.

**3. Зона дальнього післясвічення** характеризується спадом концентрації метастабільних нейтральних частинок і радикалів.

Тут також слід зауважити, що характеристика перших двох зон відповідає "ранній стадії", а третьої – "пізній стадії" розпаду плазми в часі.

Суттєва перевага системи оброблення пластин в зоні післясвічення з потоком газу – це можливість додаткового введення різноманітних газоподібних реагентів у потік, що виходить із плазми, наприклад, в далеке післясвічення. В результаті хімічних реакцій цих реагентів з атомами та



радикалами плазми утворюються нові активні частинки. Такі гомогенні реакції можуть супроводжуватись інтенсивною хемілюмінесценцією, спектр якої використовують для хімічного аналізу. Можливість контролю та зміни складу і швидкості потоку газу, а також способу розміщення підкладок зі структурами відносно плазми забезпечує високу ефективність керування плазовими процесами осаджування та травлення.

Розглянемо тепер оброблення підкладок у потоці газу через плазму та співвідношення між конвекційним і дифузійним перенесенням частинок. Потік газу через плазму впливатиме на процес осаджування на підкладку чи її травлення тоді, коли перенесення активних частинок потоком газу з плазми до підкладки буде зрівноважене з перенесенням за рахунок дифузії. Сумарна густина потоку частинок, наприклад, сорту "а", визначається, як:

$$\vec{j}_a = n_a \vec{v}_a - D_a \cdot \text{grad } n_a, \quad (12.1)$$

де  $n_a$ ,  $\vec{v}_a$ ,  $D_a$  – концентрація, швидкість напрямленого руху та коефіцієнт дифузії активних частинок відповідно.

Оцінимо перенесення активних частин потоком газу. Швидкість спрямованого руху активних частинок  $\vec{v}_a$  дорівнює швидкості потоку газу:

$$\vec{v}_a = \vec{v} = Q / PA, \quad (12.2)$$

де  $Q$  – витрати газу;  $P$  – тиск;  $A$  – площа перерізу потоку в розрядній камері.

Типові витрати газу для плазових процесів становлять  $Q = 160 \text{ м}^3/\text{хв} = 2,6 \cdot 10^5 \text{ см}^3 \text{ Па/с}$  (за стандартних умов плазового процесу). Якщо задати площу перерізу розрядної камери  $A = 10 \text{ см}^2$ , тиск  $P = 130 \text{ Па}$ , то отримаємо  $v_a = 200 \text{ см/с}$  (концентрація активних частинок  $n_a = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Враховуючи, що ступінь дисоціації молекул газу на активні частинки становить від одиниць відсотків до 70% всіх молекул газу, визначаємо густину конвекційного потоку активних частинок під тиском  $P = 130 \text{ Па}$ :

$$\begin{aligned} n_a \cdot v_a &= (0,05 \div 0,7) \cdot 3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot 200 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} = \\ &= (0,35 \div 4,9) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}. \end{aligned} \quad (12.3)$$

Перенесення активних частинок за рахунок дифузії  $D_a \cdot \text{grad } n_a$  для одномірного випадку становитиме  $D_a \cdot (dn_a/dx)$ . Складність оцінювання полягає в тому, що  $D_a \cdot (dn_a/dx)$  дуже залежить від умов проведення плазмо-хімічного процесу. Спробуємо здійснити таке оцінювання для типових умов плазових процесів. Характерний розподіл концентрації активних частинок  $n_a$  демонструє рис. 12.3. Швидкість потоку газу може суттєвим чином впливати на такий розподіл, зокрема на положення  $(n_a)_{\text{max}}$ , і навіть на його величину. Час перебування молекул газу в розряді становить  $\tau_r = PV/Q$ , де  $V$  – об'єм розрядної камери, і зменшується зі зростанням швидкості потоку  $v$ . Швидкість генерування частинок стала і залежить від параметрів розряду. З того, що за стаціонарних умов швидкість генерування повинна бути рівна швидкості відведення частинок із плазми, випливає, що зі збільшенням швидкості  $v$  повинен зменшуватися також дифузійний потік та відповідна

йому величина градієнту концентрації активних частинок.

Якщо зменшення концентрації апроксимувати прямою лінією та врахувати, що  $n_a$  зменшується приблизно в 10 разів на відстані  $2 \div 10$  см від плазми, то отримаємо  $dn/dx = (0,1 \div 2,5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-4}$ . Коефіцієнт дифузії при цьому становитиме приблизно  $100 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ , а отже, густина потоку буде рівна  $(0,1 \div 2,5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

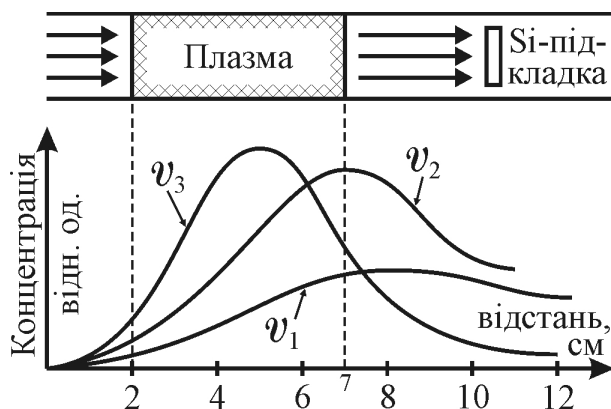
З порівняння отриманих величин густин дифузійного і конвекційного потоків видно, що за умови тиску 130 Па обидва потоки приблизно однаково впливають на

перенесення активних частинок із плазми до оброблюваної пластини. Однак зі зменшенням тиску картина змінюється. Відомо, що  $D_a = (1/3) \cdot v_t \cdot \eta$ , де  $v_t$  і  $\eta$  – середня швидкість теплового руху і середня довжина вільного пробігу активних частинок відповідно. Зниження тиску до 13 Па призводить до зростання коефіцієнта дифузії в 10 разів і відповідно до зростання дифузійного потоку тоді, як конвекційне перенесення сповільнюється в зв'язку зі зменшенням  $n_e$ . В цьому разі співвідношення між дифузією і конвекцією становитиме  $D_a \cdot \text{grad } n_a / (n_a \cdot v_a) \approx 100$ . Звісно, з підвищенням тиску спостерігатиметься зворотне явище, тобто переважання конвекції над дифузією.

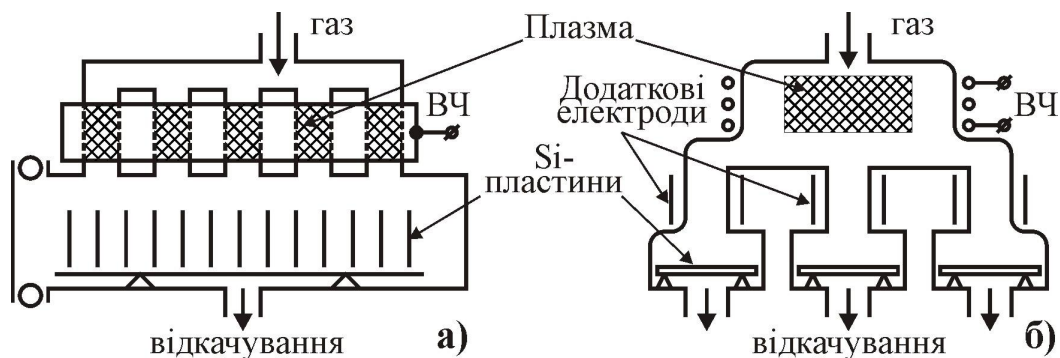
Таким чином, умовною межею можна вважати тиск  $70 \div 130$  Па, вище якого конвекційне перенесення активних частинок потоком газу стає основним механізмом їх транспортування до підкладки. Тому до пристроїв плазмового оброблення з використанням потоку газу через плазму можна віднести пристрої, робочий тиск яких перевищує цю межу.

Розглянемо тепер конструкції реакторів плазмового оброблення. В мікроелектронній технології реактори з потоком газу через плазму вперше були застосовані в 1970-х. Такі реактори призначалися для групового оброблення пластин, які могли розташовуватись як паралельно, так і перпендикулярно потоку газу (рис. 12.4). Однак ці реактори не набули широкого застосування через ряд суттєвих недоліків. Основним недоліком реактора, схему якого демонструє рис. 12.4, а, є висока нерівномірність оброблення, зумовлена зміною складу газу під час його переміщення вздовж пластин, що пов'язано з рекомбінацією та хімічними реакціями активних частинок.

Недоліком реактора, показаного на рис. 12.4, б, є низька швидкість травлення. Для зменшення релаксації хімічно активних частинок під час їх переміщення з розрядної камери до пластин використовуються додаткові електроди або магніти, які створюють коаксіальне магнітне поле. Однак і в цьому випадку не вдається досягнути необхідних швидкостей травлення.



**Рис. 12.3.** Розподіл концентрації активних частинок уздовж реактора для різних швидкостей робочого газу:  $v_1 > v_2 > v_3$



**Рис. 12.4.** Схеми реакторів з потоком газу через плазму для групового оброблення кремнієвих пластин

Крім того, обидва реактори мають ще один великий недолік – неоднорідність травлення за площею пластини.

Тому на зміну таким реакторам було розроблено реактори з індивідуальним обробленням пластин. Тут контроль кожної окремої пластини дозволяє звести до мінімуму втрати по операційному блоку. Основною вимогою до всіх реакторів індивідуального оброблення пластин є здатність матеріалу структури ВІС до швидкого оброблення. Такі реактори забезпечують продуктивність на рівні 100 пл./год.

Швидкість оброблення (осаджування чи травлення) стрімко спадає в міру віддалення пластини від зони плазми. Величина такого спаду залежить від швидкості рекомбінації радикалів в об'ємі та на стінках реактора. Крім того, на величину спаду суттєво впливає вид робочого газу і добавки до нього, а також матеріал стінок реактора – тут, зазвичай, використовують кварц, алюміній, сапфір чи фторопластове покриття. Швидкість оброблення визначається розподілом концентрації радикалів (рис. 12.3) та іонів у зоні післясвічення плазми, який має вигляд:

$$n(x) = n_0 \cdot \exp(-Q \cdot x / \nu), \quad (12.4)$$

де  $Q$  визначає коефіцієнт дифузії,  $n_0$  – концентрацію активних частинок на межі плазмової зони,  $\nu$  – швидкість потоку газу.

Конструкції реакторів індивідуального оброблення з ВЧ-збудженням розряду показані на рис. 12.5. Реактор конусної форми (рис. 12.5, а) передбачає достатньо високий рівень активації, що разом зі значною густиною виходу активних частинок (радикалів) забезпечує високу швидкість та рівномірність травлення. За допомогою металевої сітки прозорістю 30 ÷ 50%, що розділяє зону плазми і оброблення, локалізують заряджений компонент плазми.

У реакторі, показаному на рис. 12.5, б, розряд локалізується в зоні редуктора за умов тиску  $10^2 \div 10^3$  Па та швидкості потоку газу до 10 см/с. Віддалення зони плазми від зони оброблення дозволяє застосовувати потужніший розряд, що забезпечує значну концентрацію радикалів у газовому потоці та усуває безпосередню дію плазми на Si-пластину зі

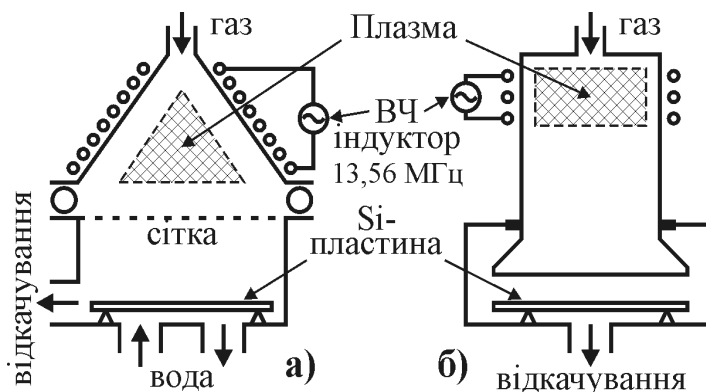
структурами ВІС.

Якщо збуджувати плазму постійним або низькочастотним ( $\omega = 50$  Гц) струмом, то можна отримати простішу та надійнішу конструкцію реактора і допоміжних систем. Однак у цьому випадку слід застосувати спеціальні екрани, форми та матеріали електродів. Для живлення таких реакторів використовують автономне промислове джерело "Істра", яке встановлюють безпосередньо на фланці камери вакуумного обладнання чи устаткування ПХТ "Вертикаль". До його складу входять два вмонтовані екранні електроди та колектор для окремого подання газової суміші в зону розряду.

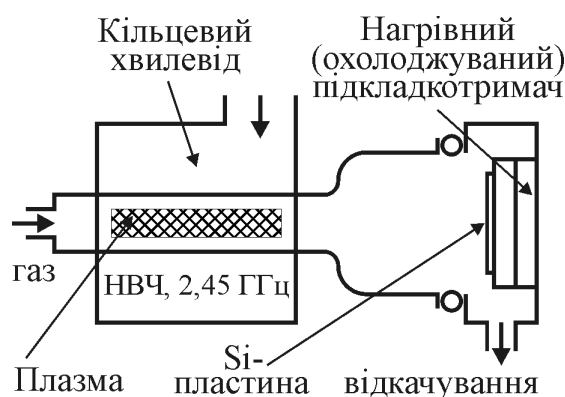
Значні переваги, порівняно з ВЧ-збудженням плазми, дає застосування НВЧ-збудження. В реакторах такого типу (рис. 12.6) густина плазми для однакових потужностей розряду може бути набагато вищою, ніж у разі збудження плазми ВЧ-випромінюванням (рис. 12.5) або за допомогою постійного струму. Такі реактори забезпечують вищу швидкість оброблення і можуть працювати в ширшому діапазоні тисків. Одночасно знижується рівень дефектності оброблюваних структур завдяки зменшенню енергії заряджених частинок і підвищенню чистоти процесу в розрядній зоні.

Залежно від виду використовуваного газу, реактори з ВЧ-збудженням можна застосовувати як для отримання шаруватих структур, так і для плазмохімічного травлення. Формування шарів відбувається або внаслідок хімічної реакції між утвореними у плазмі радикалами та молекулами газу з накопиченням нелетких продуктів на поверхні (наприклад Si чи  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), або в процесі хімічної взаємодії таких радикалів безпосередньо з поверхнею (окиснення Si до  $\text{SiO}_2$ ). Температура пластин у процесі осаджування шарів може бути досить низькою і зазвичай становить  $300 \div 550$  К, завдяки чому вдається уникнути виникнення нерівностей на поверхні Si-пластин. У звичайних системах осаджування з газової фази, які працюють за температур до 630 К, виникнення таких нерівностей є типовим.

Залежно від виду використовуваного газу, реактори з ВЧ-збудженням можна застосовувати як для отримання шаруватих структур, так і для плазмохімічного травлення. Формування шарів відбувається або внаслідок хімічної реакції між утвореними у плазмі радикалами та молекулами газу з накопиченням нелетких продуктів на поверхні (наприклад Si чи  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), або в процесі хімічної взаємодії таких радикалів безпосередньо з поверхнею (окиснення Si до  $\text{SiO}_2$ ). Температура пластин у процесі осаджування шарів може бути досить низькою і зазвичай становить  $300 \div 550$  К, завдяки чому вдається уникнути виникнення нерівностей на поверхні Si-пластин. У звичайних системах осаджування з газової фази, які працюють за температур до 630 К, виникнення таких нерівностей є типовим.



**Рис. 12.5.** Реактори з потоком газу для індивідуального оброблення Si-пластин з ВЧ-збудженням розряду ( $\omega = 13,5$  МГц)



**Рис. 12.6.** Реактор для індивідуального оброблення Si-пластин з потоком газу через плазму НВЧ-розряду

Травлення в реакторах з потоком газу можливе тільки для тих матеріалів, які утворюють леткі сполуки з радикалами, а саме для Si та його сполук Mo, W, V, Nb, Ta і Ti. В технології ВІС реактори високого тиску з потоком газу застосовують, головним чином, для травлення полі-Si та Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> на підшарі SiO<sub>2</sub>, оскільки за відсутності заряджених частинок та незначного потоку тепла з боку плазми досягається достатньо висока селективність травлення (> 8). Обмежений потік тепла з зони активації в зону оброблення також сприяє високій стійкості фоторезистивної маски в літографічному процесі та стабільності температури пластин.

**Таблиця 12.1.** Промислове устаткування для оброблення пластин поза зоною плазми з потоком газової суміші

№ п/п	Модель устаткування, фірма	Характеристика реактора	Призначення, операція	Тип розряду	Робочий газ	Тиск Па	Продуктивність пл./год.
1	Afterglow Machine Technology Inc., США	Вертикальна плазма над підкладкою	Видалення фоторезисту	НВЧ, 2,45 ГГц	O <sub>2</sub> <sup>+</sup> додатки, N <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> O, SF <sub>6</sub> , CF <sub>4</sub>	130 ÷ 750	40 ÷ 100
2	Afterglow /CVD	Вертикальна плазма над підкладкою	Нанесення SiO <sub>2</sub> , Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	НВЧ, 2,45 ГГц	SiH <sub>4</sub> , O <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> , Ar	130 ÷ 750	40 ÷ 100
3	NORD, Emergent Technologies, США	Плазма генерується збоку, розміщення пластин горизонтальне	Видалення фоторезисту	НВЧ, 2,45 ГГц	O <sub>2</sub> <sup>+</sup> додатки	130 ÷ 750	60 ÷ 100
4	"Плазма 125 Н", Росія	Вертикальне розміщення, плазма над підкладкою:	Травлення полі-Si, Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> , Видалення фоторезисту	ВЧ, 13,56 МГц	CF <sub>4</sub> +O <sub>2</sub>	70	50 ÷ 100
		а) конусна розрядна камера	Видалення фоторезисту	ВЧ, 13,56 МГц	O <sub>2</sub> <sup>+</sup> CF <sub>4</sub> +Ar	10 <sup>2</sup> ÷ 10 <sup>3</sup>	100
5	"Вертикаль-1", Росія	Пластини розміщені вертикально	Травлення полі-Si,	НЧ, 50 Гц	SF <sub>6</sub> +O <sub>2</sub> , CF <sub>4</sub> +O <sub>2</sub>	20 ÷ 90	80 ÷ 100
6	"Вертикаль-2", Росія	Пластини розміщені вертикально	Видалення резисту, поліімиду	НВЧ, 2,45 ГГц	O <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> Xe, CF <sub>6</sub> , CF <sub>4</sub>	100 ÷ 200	100

У разі примусового підігріву пластин до  $470 \div 525$  К спостерігається ефективно видалення (до 2 мкм/хв) фоторезистивних шарів у потоці активованого кисню та водню. Такому методу видалення фоторезисту останнім часом приділяють особливу увагу, оскільки внаслідок незначного впливу заряджених частинок цей метод забезпечує видалення масок з тонких діелектричних шарів без їх пошкодження, що особливо важливо для формування субмікронних структур ВІС з рівнем інтеграції  $1 \div 64$  Мбіт.

У 1995-96 роках фірми Afterglow (відділення фірми Machine Technology Inc., США) і Emergent Technologies Inc. (США) розпочали серійний випуск обладнання для оброблення пластин у зоні післясвічення плазми. На перших порах таке обладнання використовувалось для видалення фоторезисту і забезпечувало продуктивність  $50 \div 100$  пл/год. Далі було розроблено устаткування для нанесення діелектричних шарів  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , Afterglow/CVD, а пізніше – устаткування плазмохімічного травлення для арсенідгалієвої технології. Параметри та характеристики сучасного промислового обладнання для оброблення пластин поза зоною плазми зведено в табл. 12.1.

Основною проблемою, яка виникає під час травлення в реакторах з низьким вакуумом ( $70 \div 1300$  Па), є низька анізотропія травлення  $v_{\text{норм}}/v_{\text{бічне}} = 2 \div 3$ , що пов'язано з хімічним характером травлення радикалами, які невпорядковані за напрямом руху. Тому таке устаткування застосовують для розмірного травлення у разі формування структур ступеня інтеграції до 1 Мбіт, а у разі вищого ступеня інтеграції – для "м'якого" селективного дотравлювання функціональних шарів.

#### 12.1.1. Оброблення імпульсною плазмою

Принциповою особливістю оброблення в імпульсній плазмі є те, що збудження плазми здійснюється короткими потужними розрядами (тривалість імпульсу  $\sim 200$  мкс з частотою  $25 \div 125$  Гц), а оброблювана пластина більшу частину часу перебуває в післясвіченні плазми, яка розпадається з часом. Незважаючи на високу імпульсну потужність розряду (десятки кВт), який забезпечує практично повну дисоціацію робочого газу, середня потужність плазми є досить низькою і не спричиняє суттєвого нагрівання пластини. При цьому процеси осаджування і травлення шарів можна здійснювати за кімнатних і навіть за від'ємних (до  $-15$  °С) температур пластин.

Низька температура пластин ще не означає, що заряджені частинки, які бомбують оброблювану поверхню, мають низьку енергію. Навпаки, енергія частинок, зазвичай, є значно вища, ніж у разі оброблення в звичайній плазмі. Так, у випадку низьких тисків ( $P \leq 0,13$  Па) енергія електронів становить всього декілька еВ. Така енергія досягається в початковий момент імпульсу ( $t \leq 0,1$  мкс), тобто в момент запалювання плазми. Однак завдяки високому потенціалу зміщення на підкладкотримачі енергія іонів, що бомбують пластину, вже є суттєвою. Наприклад, у випадку тиску 33 Па, тривалості імпульсів 200 мкс, потужності 50 кВт в імпульсі з частотою 50 Гц, потенціал зміщення діодного реактора достатньо високий і становить  $\approx 2,5$  кВ.

Перевагою оброблення в імпульсній плазмі, крім низької температури

оброблюваних пластин, є також те, що в інтервалі між імпульсами відбувається повна заміна газу в реакторі. Однак переміщення самого газу впродовж дії імпульсу є незначним. Таким чином, не відбувається збіднення газу активними частинками, що забезпечує високу стабільність процесу. До того ж для кожного імпульсу можна вибрати свій газ-реагент, що дає додаткову можливість для формування комбінаційних чи багат шарових плівок надграток в арсенідгалієвій технології. Для практичної реалізації заміни газу між імпульсами, частота цих імпульсів не повинна перевищувати 45 Гц, оскільки використовувані засоби відкачування та швидкодіючі шибери не можуть забезпечувати швидшу заміну газу.

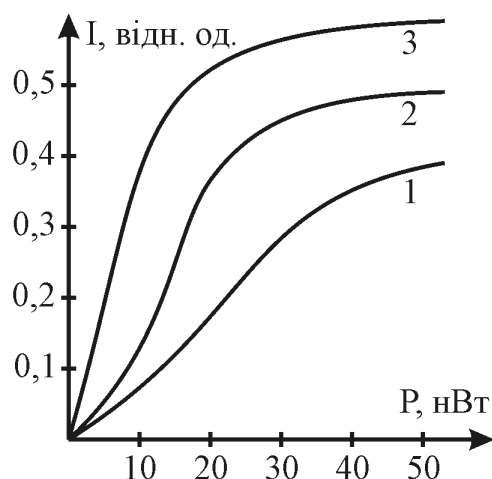
Оброблення в імпульсній плазмі здійснюється за допомогою тих же реакторів, які застосовують для звичайного плазмового оброблення, конструкції яких добре відомі: в реакторах діодного типу з ємнісним збудженням плазми та в реакторах об'ємного типу з індуктивним збудженням розряду. У разі використання діодних реакторів слід звертати увагу на конструкцію електродів для запобігання виникнення дугового розряду під час потужних імпульсів. Для цього, зокрема, рекомендується в якості матеріалу електродів використовувати чисту мідь, яка менш хімічно стійка, ніж нержавіюча сталь, і, крім того, має дуже високу теплопровідність та низьку термоелектронну емісію, що зменшує щонайменше на порядок імовірність виникнення дугових розрядів.

В реакторах об'ємного типу (циліндричний реактор з ВЧ-індуктором довкола нього) потужність здебільшого виділяється поблизу стінок реактора. Тому саме там слід розміщувати підкладки кремнію чи арсеніду галію. В центрі реактора, навпаки, важко досягнути достатню швидкість осаджування чи травлення. Табл. 12.2 демонструє умови нанесення плівок  $\text{Si}_3\text{N}_4$  і  $\text{SiO}_2$  в об'ємному реакторі, які використовують для формування субмікронних структур.

**Таблиця 12.2.** Умови імпульсного оброблення для осаджування  $\text{SiO}_2$  та  $\text{Si}_3\text{N}_4$  в діодних реакторах

№ п/п.	Параметр	Одиниця вимірювання	Величина	Примітка
1	Робочий тиск	Па	6,65 ÷ 39,9	Швидкість осаджування > 0,25 мкм/хв, T = 15 ÷ 25 °C
2	Частота імпульсів	Гц	30 ÷ 60	
3	Потужність в імпульсі	кВт	1 ÷ 50	
4	Тривалість імпульсу	мкс	100 ÷ 300	
5	Напруга зміщення на підкладці	В	2500 ÷ 3000	
6	Частота ВЧ-напруги	МГц	13,56	

Плівки  $\text{Si}_3\text{N}_4$  та  $\text{SiO}_2$ , отримані з газових сумішей  $\text{SiH}_4 + \text{N}_2$  та  $\text{SiH}_4 + \text{CO}_2$  за вказаних у табл. 12.2 умов та кімнатної температури пластин, мають такі ж характеристики, як і плівки, отримані стандартними плазовими методами за температури вищої 660 К. Швидкість осаджування плівки становила 0,3 мкм/хв, потужність в імпульсі – не вища 40 ÷ 50 кВт, оскільки для такого рівня потужності спостерігається максимум дисоціації, а зі збільшенням потужності вище вказаного рівня ступінь дисоціації далі не зростає. Величину цього рівня потужності можна оцінити з рис. 12.7, який показує зміну інтегральної інтенсивності спектральних ліній, що відповідають атомам азоту, кремнію і вуглецю у робочому газі, який містить азот, силан і метан відповідно. З графіка видно, що насичення настає, якщо потужність становить 30 ÷ 40 кВт.



**Рис. 12.7.** Залежність спектральної інтенсивності випромінювання від імпульсної потужності діодного реактора: 1) N-лінія ( $\text{N}_2$ ) 582,9 нм; 2) C-лінія ( $\text{CH}_4$ ) 247,9 нм; 3) Si-лінія ( $\text{SiH}_4$ ) 288,1 нм

У цих же реакторах можна здійснювати також плазмохімічне травлення. В цьому разі характеристики імпульсної плазми та конструкції реакторів для травлення принципово не відрізняються від аналогічних характеристик і параметрів реакторів для осаджування плівок. Однак процес травлення надзвичайно залежить від тривалості імпульсів  $t_i$ , періоду їх повторення  $T$  і співвідношення  $t_i$  з часом життя радикалів  $\tau_a$ . Ці величини впливають на такі параметри процесу травлення, як швидкість, анізотропність та селективність.

Якщо тривалість імпульсів та період їх повторення набагато більші, ніж час життя радикалів ( $\tau_a \ll t_i$  і  $\tau_a \ll T$ ), то післясвічення відіграє незначну роль у процесі травлення, оскільки травлення відбувається в плазмі під час імпульсу, а сумарна швидкість травлення визначається співвідношенням:

$$v_{\text{тр}} = v_{\text{тр}}^0 (t_i / T), \quad (12.5)$$

де  $v_{\text{тр}}^0$  – швидкість травлення в неперервній плазмі.

Якщо ж навпаки, час життя радикалів набагато більший, ніж тривалість  $t_i$  та період імпульсів ( $\tau_a \gg t_i$  і  $\tau_a \gg T$ ), то травлення в післясвіченні стає переважаючим над травленням упродовж дії короточасних імпульсів плазми і відбувається без підведення енергії за рахунок накопиченої енергії радикалів. Це означає, що не підвищуючи сумарної потужності збудження плазми, можна значно збільшити швидкість травлення (на практиці більш, ніж у 5 разів).

Оброблювана пластина зазвичай перебуває під деяким потенціалом відносно плазми. Це може бути потенціал автозміщення або потенціал,



створений додатковою напругою зміщення до пластини. Величина цього потенціалу, залежно від співвідношення між  $\tau_a$ ,  $t_i$  і  $T$ , впливає на загальні характеристики травлення. Якщо імпульси збудження короткі порівняно з часом життя радикалів ( $t_i \ll \tau_a$ ), то роль післясвічення стає визначальною, що призводить до ізотропного та селективного травлення. (Тут іонне бомбування не відіграє суттєвої ролі, оскільки іони зникають упродовж декількох мілісекунд після припинення імпульсу). Якщо  $t_i \gg \tau_a$ , тоді визначальним у процесі травлення в плазмі стає іонне бомбування, а процес травлення характеризується анізотропністю та низькою селективністю. Таким чином, змінюючи тривалість імпульсів  $t_i$  (залежно від  $\tau_a$ ) та частоту модулювання (період  $T$ ), можемо без переривання процесу травлення переходити від ізотропного селективного режиму до анізотропного з малою селективністю. Такі можливості є надзвичайно важливі для процесу профілювання контактних вікон у субмікронній технології.

Наприклад, для травлення легованого полікремнію та діоксиду кремнію застосовують імпульсну плазму  $\text{SF}_6$ . Час рекомбінації атомарного фтору становить 50 мс. Керуючи співвідношенням між безпосередньою дією плазми та післясвіченням розряду, можемо змінювати ступінь анізотропії травлення кремнію (без зміни складу газової суміші) від ізотропного травлення ( $t_i \ll 50$  мс) до анізотропного ( $t_i \gg 50$  мс). При цьому селективність травлення полі-Si/SiO<sub>2</sub> також змінюється в межах від 100 до 10 (без потенціалу зміщення на підкладкотримачі) або в межах від 30 до  $3 \div 5$  (з потенціалом зміщення в 100 В).

### **12.1.2. Оброблення струменем плазми, що розпадається**

Достатньо високих швидкостей осаджування плівок (10 мкм/хв та вищих) можна досягнути з використанням струменя плазми, що генерується в отворі порожнистого ВЧ-електрода та розпадається в процесі свого переміщення в бік підкладки. Схема реактора, який працює за таким принципом, показана на рис. 12.8. Розряд збуджується за допомогою ВЧ-напруги, прикладеної до електродів реактора. Електрод, що формує струмінь, має отвір діаметром  $1 \div 5$  мм, через який газова суміш (газ) подається в реактор. При цьому тиск в отворі майже в 10 разів вищий, ніж у реакторі. Оскільки діаметр отвору менший від довжини ВЧ-хвилі, то розряд всередині отвору не може збуджуватися ВЧ-полем. Однак, якщо рівень ВЧ-потужності перевищує 20 Вт, то виникає стає зміщення в декілька сотень вольт, яке є причиною розряду в порожнистому катоді. Генерована в такий спосіб інтенсивна плазма струменем спрямовується до оброблюваної підкладки. Вздовж осі поширення струменя досягається надзвичайно висока швидкість осаджування шарів. Те, що на форму і напрям руху струменя ні форма ВЧ-електрода, ні додаткове поле не впливають, свідчить про те, що струмінь є плазмою, яка розпадається, а післясвічення виводиться з порожнистого катоду – отвору ВЧ-електрода.

Основні характеристики розряду в такому реакторі мають значення:

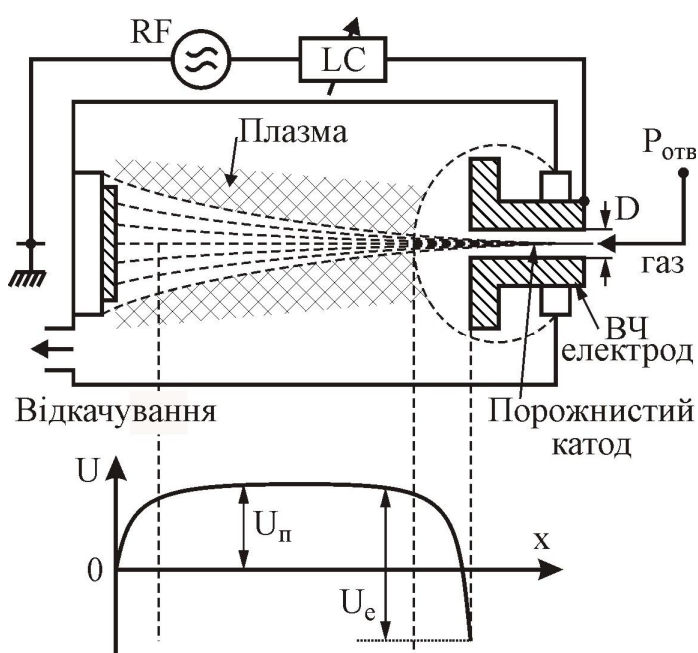
– тиск в реакторі  $P_p$ , Па 50 ÷ 250;

- тиск всередині каналу отвору (на вході)  $P_{\text{отв}}$   $10 P_p$ ;
- витрати газу,  $\text{см}^3/\text{хв}$   $60 \div 600$ ;
- швидкість потоку газу через отвір (форсунку)  $\mathcal{V}$ ,  $\text{см}/\text{с}$   $10^4 \div 10^5$ ;
- ВЧ-потужність, Вт  $50 \div 150$ ;
- потенціал зміщення на ВЧ-електроді  $U_e$ , В  $100 \div 700$ ;
- потенціал плазми відносно землі  $U_n$   $(U_e \cdot S_e)/S_3$

(тут  $S_e$  – площа електрода,  $S_3$  – площа заземленої поверхні реактора). Частота ВЧ-напруги становить 27,12 МГц. Для осаджування плівки нітриду кремнію використовувалась 3%-ва суміш  $\text{N}_2 + \text{SiH}_4$  ( $\text{Si}_2\text{H}_6$ ) в аргоні.

Такий процес плазмового осаджування забезпечує надзвичайно високі швидкості формування плівок (до 1 мм/хв), чого досягти іншими методами неможливо. Швидкість нарощування, наприклад,  $\text{Si}_x\text{H}_y$  з початкової суміші  $\text{N}_2/\text{SiH}_4 + \text{Ar}$ , залежить також від ВЧ-потужності та сягає максимуму для її значень від 40 до 60 Вт. Суттєвим недоліком нанесення плівок у реакторі з плазмою, що розпадається (рис. 12.8), є високий ступінь неоднорідності нарощування, який можна усунути у разі використання ВЧ-електрода з декількома форсунками однакового діаметру та обертання підкладки довкола осі поширення плазми.

У більшості випадків цей процес використовують не стільки для осаджування, скільки для травлення субмікронних структур. Пристрій для травлення струменем плазми низького тиску, яка розпадається, аналогічний пристрою для осаджування шарів (рис. 12.8). Цей пристрій дозволяє отримувати високу концентрацію радикалів поблизу поверхні, що підлягає травленню. Швидкість травлення, наприклад кремнію, може сягати 1 мм/хв, що приблизно на два порядки вище, ніж для відомих методів плазмового травлення. Умови розряду та геометрія пристрою сильно впливають на процес травлення. Форма лунки травлення та максимум швидкості травлення залежать від потужності ВЧ-випромінювання, яке застосовується для генерування розряду. Встановлено, що швидкість травлення кремнію в суміші  $\text{Ar} + \text{SF}_6$  зменшується зі збільшенням повного тиску. Реактор та процес травлення кремнію в ньому мали такі характеристики:



**Рис. 12.8.** Схема реактора для оброблення пластин струменем плазми, що розпадається, а також розподіл потенціалу вздовж осі реактора

– ВЧ-потужність на частоті 13,56 МГц	100 ÷ 200 Вт;
– основна робоча суміш газів	Ar (газ-носіє) + SF <sub>6</sub> ;
– витрати Ar	30 ÷ 130 см <sup>3</sup> /хв;
– витрати SF <sub>6</sub>	6 ÷ 26 см <sup>3</sup> /хв;
– витрати інших активних газів: CF <sub>4</sub>	12 см <sup>3</sup> /хв;
NF <sub>3</sub>	48 см <sup>3</sup> /хв;
– повний робочий тиск у вакуумній камері	65 ÷ 95 Па;
– час травлення	від 0,5 до 4 хв.

ВЧ-електрод діаметром 20 мм виготовляли з алюмінію (або нержавіючої сталі), а його конструкція передбачала водяне охолодження. Отвір в електроді мав діаметр 0,5 мм та довжину 5 мм. Для розміщення кремнієвої пластини використовували алюмінієвий тримач, який перебував під плаваючим потенціалом або ж був заземлений. Крім того, під час роботи також досліджувався вплив кисню з витратами 10 см<sup>3</sup>/хв (див. табл. 12.3).

**Таблиця 12.3.** Порівняльна швидкість травлення моно-Si струменем плазми, що розпадається, в різних газових сумішах

№ п/п.	Газова суміш	Швидкість травлення, мкм/хв	Характеристика об'єкта травлення	Примітка (застосування)
1.	Ar+SF <sub>6</sub> +O <sub>2</sub>	32	Вузька лунка травлення	Ізолюючі канавки, наскрізні отвори
2.	Ar+SF <sub>6</sub>	22	Середній нахил стінок лунки	Профілювання контактів
3.	Ar+CF <sub>4</sub> +O <sub>2</sub>	13	Широка лунка з плоским дном	Мезаструктура для епітаксії
4.	Ar+CF <sub>4</sub>	0	Утворення захисної вуглецевої плівки	Захисна плівка вуглецю
5.	Ar+NF <sub>3</sub> +O <sub>2</sub>	2	Дуже широка і міцна лунка	Планаризація рельєфу
6.	Ar+NF <sub>3</sub>	0 ÷ 1	Нестабільний процес травлення	Процес неефективний

Потенціал плазми  $U_n$  становив 10 ÷ 50 В, у чистому аргоні  $U_n = 15$  В при ВЧ-потужності 100 Вт, а в суміші Ar+SF<sub>6</sub>  $U_n = 1,5$  В (потужність 150 Вт). Оскільки травлення кремнію в чистому аргоні не відбувається, то це ще раз підтверджує той факт, що травлення здійснюється низькоенергетичними іонами, тобто використання чистого аргону в якості транспортного газу є оправданим.

Недоліками цього процесу є розпилення отвору електрода та його заряджання до значного потенціалу, а також високий ступінь нерівномірності травлення, що вимагає застосування форсунок зі значною кількістю отворів. Такий плазмовий процес можна використовувати для травлення наскрізних отворів в кремнієвих чи арсенідгалієвих структурах, а у разі осаджування – для формування локальних шарів на структурах та на рамках вивідних.

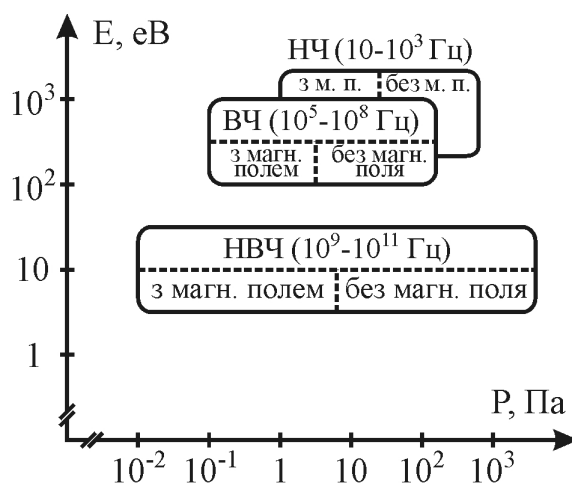
## 12.2. Оброблення з використанням НВЧ-плазми – новий напрям субмікронної технології

Можна вже впевнено вважати, що оброблення з використанням НВЧ-плазми найближчим часом знайде широке застосування в субмікронній та нанотехнологіях, оскільки НВЧ-плазма має ряд переваг перед НЧ- та ВЧ-плазмою. Однією з них є низька енергія заряджених частинок ( $1 \div 30$  еВ) та відсутність електродів, що забезпечує високу чистоту процесів. Іншою перевагою є висока густина плазми ( $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) та, відповідно, висока густина струму (до  $10 \text{ мА/см}^2$ ), що дозволяє обробляти пластини в такій плазмі за надзвичайно короткий час. Крім того, НВЧ-розряд існує в ширшому діапазоні робочих тисків, охоплюючи діапазони як високого так і низького тисків. Співвідношення між тисками і енергіями НВЧ-плазми порівняно з іншими видами плазми демонструє рис. 12.9.

Суттєвою перевагою НВЧ-розрядів є власне те, що вони дозволяють збуджувати плазму за умови низьких тисків ( $10^{-1} \div 10^{-2} \text{ Па}$ ), за яких ВЧ-розряду вже не достатньо. Оброблення в НВЧ-плазмі можна здійснювати під тисками в  $\approx 10^3$  разів нижчими, ніж у ВЧ-плазмі, при цьому густина заряджених частинок може бути в 100 разів вища.

За умови низьких тисків довжина вільного пробігу іонів і радикалів перевищує ширину подвійного електричного шару поблизу поверхні пластин та геометричні розміри реактора. Іони прискорюються електричним полем, силові лінії якого перпендикулярні поверхні підкладки, і досягають її поверхні без співударів із нейтральними частинками. Величина плаваючого потенціалу підкладки (від'ємного відносно плазми) становить  $17 \div 25 \text{ В}$ . Іони вдаряють перпендикулярно поверхні підкладки, тому структурні шари травляться без бічного підтравлення, тобто анізотропно. Подібно діють і радикали, оскільки вони також досягають поверхні без співударів у доволі однорідному та перпендикулярному поверхні потоці, що забезпечує високу анізотропність травлення.

Поєднання анізотропного травлення з високою швидкістю та одночасно з низькою енергією іонів, а відповідно з високою селективністю та низьким рівнем внесення дефектів забезпечує НВЧ-плазмовому обробленню основні переваги порівняно з іншими видами розряду. Низька температура підкладок і можливість використання практично будь-яких газів значно розширює можливості плазмохімічного осаджування плівок для формування шаруватих



**Рис. 12.9.** Співвідношення між робочими тисками і енергіями іонів у низькотемпературній розрядній плазмі реакторів для осаджування та травлення субмікронних структур ВІС

структур. Крім цього, за допомогою додаткового постійного або ВЧ-зміщення на підкладку надзвичайно просто забезпечується точне керування процесом оброблення наноструктур завдяки зміні в широкому діапазоні густини, сорту та енергії частинок, які бомбують підкладку. Тут відкриваються надзвичайно високі перспективи епітаксійного формування шарів за кімнатних температур.

### 12.3. Методи введення НВЧ-енергії в плазму

Підведення НВЧ-енергії від генератора до реактора і введення її в плазму відрізняється в НВЧ-системах та системах плазмового оброблення. Зазвичай, такі технічні аспекти відсутні в більшості робіт, присвячених НВЧ-плазмовому травленню чи осаджуванню, де аналіз починають з характеристики плазми і процесів, що відбуваються в ній та на поверхнях реактора і підкладок. Оскільки це питання пов'язано з технологічністю всього процесу НВЧ-плазмового оброблення, розглянемо його детально.

Механізм передавання енергії від електромагнітної НВЧ-хвилі до плазми полягає в тому, що під дією електричного поля електрони набирають спрямованої швидкості та кінетичної енергії, яка далі внаслідок співударів з важкими частинками переходить як в енергію теплового руху самих електронів, так і в енергію збудження та теплову енергію важких частинок. З боку електромагнітної хвилі на електрон, що рухається в плазмі з швидкістю  $v_e$ , діє магнітна сила  $e \cdot v_e \cdot B = e \cdot v_e \cdot (E/c)$ , яка порівняно з електричною силою є незначною, тобто нею можна нехтувати до тих пір, поки швидкість електронів набагато менша за швидкість світла.

Для того, щоби вияснити основні особливості нагрівання електронів в електромагнітному полі, розглянемо рівняння балансу енергії електрона  $w_e$  в змінному електричному полі  $E(t) = E_0 \cdot \cos \omega t$ :

$$\frac{dw_e}{dt} = -e \cdot v_e \cdot E_0 \cdot \cos \omega t - \delta_e \cdot (w_e - \frac{3}{2} kT_g), \quad (12.6)$$

де  $e$  – заряд електрона;  $E_0$  – амплітуда напруженості електричного поля;  $\omega$  – кутова частота електромагнітного поля;  $\delta_e$  – відносна доля енергії, яка передається електроном важкій частинці під час одного співудару за умови  $w_e \gg 3/2 kT_g$  (тут  $3/2 kT_g$  – середня енергія важких частинок).

Перший член у рівнянні (12.6) характеризує швидкість набуття енергії електроном в електричному полі. Усереднена за часом швидкість набуття енергії електроном буде визначатись, як

$$\bar{B} = \frac{e^2 E_0^2 v}{2m_e (\omega^2 + v^2)}, \quad (12.7)$$

де  $v$  – ефективна частота співударів електрона з важкою частинкою,  $m_e$  – маса електрона.

Співставляючи вираз (12.7) з відомою формулою для швидкості набуття енергії електроном в змінному і постійному електричних полях можемо зауважити, що вони збігаються, якщо напруженість постійного електричного

поля становить:

$$E_e = E_0 \cdot (1 + \omega^2/v^2)^{-1/2}. \quad (12.8)$$

Цей вираз дозволяє порівнювати між собою ефективність нагрівання електронів в електричному полі різної частоти  $\omega$ , тому його часто використовують для характеристики НВЧ-поля плазми.

Другий член у виразі (12.6) визначає швидкість передавання енергії від електрона до важких частинок (іонів чи радикалів). Залежно від умов величина  $\delta_e$  може змінюватись у доволі широких межах – від значення  $2m_e/M$ , характерного для пружних співударів ( $M$  – маса важкої частинки), до значення, яке набагато більше  $2m_e/M$ , тобто  $\delta_e \gg 2m_e/M$  (для непружних співударів), як це має місце для співударів електронів з молекулами азоту, кисню, водню, а також за умов  $T_e = 2 \cdot 10^4$  К і  $\delta_e = 0,1$ .

Розв'язавши рівняння балансу (12.6), отримаємо, що

$$w_e - \frac{3}{2} kT_g = \frac{e^2 E_0^2}{2m\delta_e(\omega^2 + v^2)} \times \\ \times [1 + \frac{2\omega^2 - \delta_e^2 v^2}{4\omega^2 + \delta_e^2 v^2} \cos(2\omega \cdot t) + \frac{\omega v(2 + \delta_e)\delta_e}{4\omega^2 + \delta_e^2 v^2} \sin(2\omega \cdot t)]. \quad (12.9)$$

З цього виразу видно, що у разі виконання умови  $\delta_e v \ll \omega$  енергія електрона, яку він набуває під дією поля, стає практично стала в часі, оскільки його змінна складова з частотою  $2\omega$  має низьку амплітуду  $\delta_e$  чи  $\delta_e v/\omega$ . Такий висновок має принципове значення для розрахунку параметрів НВЧ-розряду, оскільки дозволяє, по-перше, для стаціонарної задачі в більшості випадків вважати незалежними від часу процеси іонізації та рекомбінації, по-друге, для запису рівняння враховувати залежність швидкості таких процесів тільки від координати. Тому для моделювання НВЧ-процесів плазму можна вважати позитивним стовпом тліючого розряду постійного струму, в якому ефективне електричне поле є стале, що значно спрощує розрахунок.

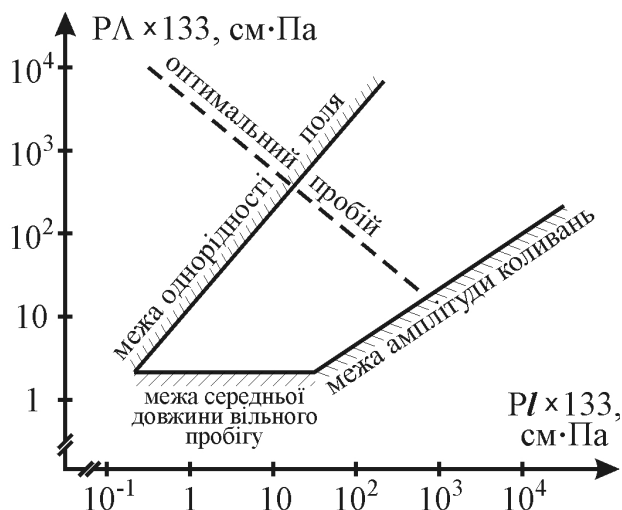
Процеси в такій плазмі повністю визначаються величинами  $E_e/P$  і  $P\Lambda$ , де  $P$  – тиск, а  $\Lambda$  – дифузійна довжина. Електрони утворюються в об'ємі плазми і витрачаються в результаті дифузії, захоплення чи рекомбінації під час співударів з іонами. В діапазоні низьких тисків ( $\leq 130$  Па) основним механізмом втрат електронів стає їх дифузія до поверхні реактора.

Однак слід відмітити, що дифузійна теорія для НВЧ-розряду має свої межі застосування, які, зокрема, залежать від тиску газу в реакторі  $P$  і довжини НВЧ-хвилі  $l$ . На рис. 12.10 схематично показано межі дифузійної моделі. Мінімальне значення електричного поля, за якого можливе виникнення НВЧ-розряду, відповідає співвідношенню:

$$P \cdot l = 55 / P \cdot \Lambda. \quad (12.10)$$

Лінія, що описується виразом (12.10), на рис. 12.10 виконана пунктиром, як лінія оптимального пробою.

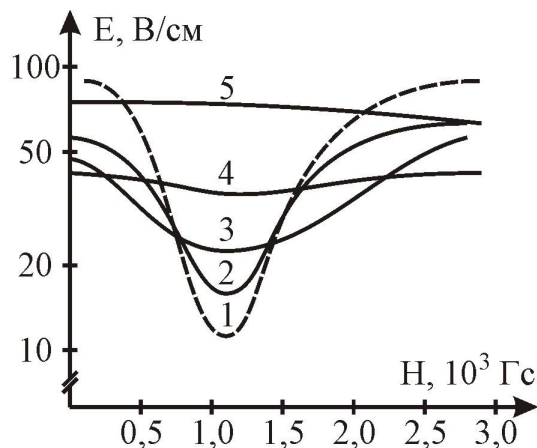
Для більшості газів, які використовують у плазмовій технології, мінімальна напруженість електричного поля, за якої відбувається пробій,



**Рис. 12.10.** Межі застосування дифузійної теорії формування плазми НВЧ

цьому випадку вираз, що описує збільшення енергії електрона у ВЧ-полі, набуває резонансного характеру, тобто описує електронно-циклотронний резонанс, якщо частота НВЧ-поля збігається з кутовою частотою електрона. В комбінованих полях електрони рухаються вже вздовж спіралі, що суттєво змінює характер дифузійного процесу.

На рис. 12.11 показано залежність поля пробією від величини постійного поперечного поля для різних тисків. Тут, зокрема, можна помітити, що для тиску 133 Па мінімальне електричне поле пробією майже в 10 разів менше його значення за відсутності магнітного поля.



**Рис. 12.11.** Залежність мінімального електричного поля пробією (3,1 ГГц,  $\Lambda = 1,51$  см) в He, від величини поперечного магнітного поля для тисків: 1) 133 Па; 2) 206 Па; 3) 532 Па; 4) 1060 Па; 5) 3990 Па

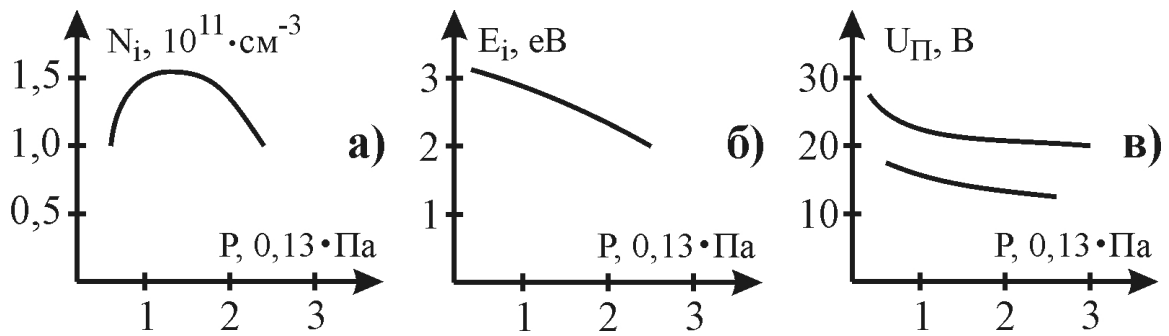
належить діапазону  $60 \div 350$  В/см. Йому (діапазону) відповідає діапазон тисків газу в межах  $65 \div 675$  Па. Зі зниженням тиску мінімальна напруженість поля, за якої відбувається пробій, зростає. Якщо необхідний для анізотропного травлення тиск становить  $1,3 \cdot 10^{-2} \div 1,3 \cdot 10^{-1}$  Па, то отримати розряд без додаткового магнітного поля неможливо. Це і є другою умовою формування НВЧ-плазми.

Якщо, крім електричного НВЧ-поля, додатково прикладене магнітне поле, то рух електронів змінюється, оскільки вони набувають додаткового прискорення. В

Якщо частоти НВЧ-поля  $f$  та кутова частота руху електрона  $\omega_e$  збігаються і набагато перевищують ефективну частоту співударів електрона з важкою частинкою ( $f = \omega_e \gg \nu$ ), то виникає електронно-циклотронний резонанс, тобто

$$f = \omega_e = \frac{eH}{2\pi \cdot m_e}. \quad (12.11)$$

Для типової промислової частоти  $f = 2,45$  ГГц напруженість магнітного поля  $H = 875$  Гс. Такий НВЧ-розряд ефективно збуджується за умови значно нижчих тисків ( $1,3 \cdot 10^{-2} \div 1,3 \cdot 10^{-1}$  Па), ніж необхідно для збудження ВЧ-розряду. При цьому спостерігається



**Рис. 12.12.** Залежності концентрації іонів (а), їхньої енергії (б) та потенціалу плазми (в) від тиску Ar, отримані з НВЧ-потужністю 1,6 кВт

високий ступінь іонізації молекул робочого газу, низька енергія іонів та низьке значення потенціалу (рис. 12.12).

Підведення електромагнітного випромінювання до НВЧ-розрядів зазвичай здійснюють хвильоводами. На практиці застосовують хвильоводи трьох конфігурацій: прямокутні порожнисті, круглі порожнисті та круглі коаксіальні (або коаксіальні лінії). Згідно з теорією НВЧ, у них можуть поширюватися не всі види електромагнітних хвиль, а тільки деякі, такі як:

- поперечно-магнітні хвилі (ТМ-хвилі), в яких відсутня складова напруженості магнітного поля в напрямі поширення хвилі ( $H_z = 0$ );
- поперечно-електричні хвилі (ТЕ-хвилі), в яких відсутня складова напруженості електричного поля в напрямі поширення хвилі ( $E_z = 0$ );
- поперечні електромагнітні хвилі (ТЕМ-хвилі), в яких відсутні складові напруженості електричного і магнітного полів у напрямі поширення хвилі ( $H_z = E_z = 0$ ). Для передавання цих хвиль застосовують коаксіальні лінії;
- гібридні хвилі ( $H_z \neq 0$ ,  $E_z \neq 0$ ), які виникають у різних хвильоводах, провідність стінок яких має певне кінцеве значення.

За заданої частоти поля  $\omega$  поперечно-магнітні та поперечно-електричні хвилі можуть поширюватись у порожнистих хвильоводах у вигляді різних типів (мод), які позначаються  $TM_{mn}$  ( $E_{mn}$ ) та  $TE_{mn}$  ( $H_{mn}$ ) відповідно. В поперечному напрямі (вдovж координат  $x$  та  $y$ ) поле має характер стоячих хвиль і змінюється за законом синуса чи косинуса. У повздовжньому напрямі (вдovж координати  $z$ ) поле являє собою біжучу хвилю. Індекс  $m$  означає кількість стоячих півхвиль поля, які вкладаються впоперек широкої стінки хвильоводу, а індекс  $n$  – кількість півхвиль уперек вузької стінки хвильоводу.

Фазова швидкість хвиль різних мод у хвильоводі описується виразом:

$$v_{\text{фх}} = \omega/k' = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 \mu_a \epsilon_a - k_{zmn}^2}}, \quad (12.12)$$

де  $k'$  – дійсна частина сталого поширення хвилі;  $\mu_a$  і  $\epsilon_a$  – абсолютні магнітна та діелектрична проникності;  $k_{zmn}$  – поперечне хвильове число.

З (12.12) випливає, що фазові швидкості хвиль різних мод також різні, а також, що поширення хвиль у хвильоводі має місце за умови:



$$\omega^2 \mu_a \varepsilon_a > k_{zmn}^2, \quad (12.13)$$

тобто коли фазова швидкість є дійсною величиною. З (12.13) можна отримати значення довжин хвилі  $l$  в середовищі з параметрами  $\mu_a$  і  $\varepsilon_a$ , за яких можливе поширення електромагнітної хвилі в хвилеводі:

$$l < l_{kp} = 2\pi / k_{zmn}. \quad (12.14)$$

Зі зростанням індексів  $m$  та  $n$  збільшується поперечне хвильове число  $k_{zmn}$ , а критична довжина хвилі відповідно зменшується.

Нижчою модою хвилі у хвилеводі називають ту, яка відповідає мінімально можливим значенням індексів  $m$  та  $n$  і має максимальну довжину хвилі. Моді  $H_{00}$  в прямокутному хвилеводі існувати не може. Для ТЕ-хвиль найнижчим типом є  $H_{10}$ . В прямокутному хвилеводі можуть існувати моди  $E_{00}$ ,  $E_{01}$  і  $E_{10}$ . Для ТМ-хвиль найнижчою модою є  $E_{11}$ , а для сукупності ТЕ і ТМ-хвиль – мода  $H_{10}$ . Зазвичай, поперечні розміри хвилеводів для заданої частоти  $\omega$  вибирають таким чином, щоби в них поширювалась тільки хвиля нижчої моди.

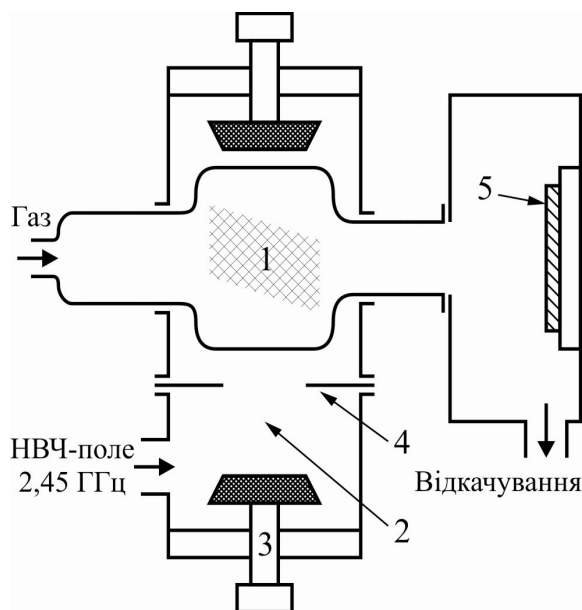
Якщо звернутись до математичної моделі хвилі  $H_{mn}$ -моди, то індекс  $m$  означає порядок функції Бесселя першого роду і може набувати довільних цілих значень, в тому числі нуль. Для хвиль  $E_{mn}$ -моди індекс  $m$  також означає порядок функції Бесселя першого роду, а індекс  $n$  – номер кореня цієї функції порядку  $m$ . Хвилею нижчої моди у круглому хвилеводі є  $H_{11}$ .

Граничний рівень НВЧ-потужності, який можна передати електромагнітною хвилею за допомогою хвилеводу, визначається напруженістю пробійного поля для газу, в якому ця хвиля поширюється. Напруженість пробійного поля визначається рядом чинників – видом і тиском газу, геометрією розрядного проміжку, чистотою поверхні хвилеводу тощо. Потужність, яка підводиться до НВЧ плазмових реакторів для травлення і осаджування шарів структур ВІС, зазвичай не перевищує 2,5 кВт. Найчастіше використовують діапазон потужностей 0,3 ÷ 1,0 кВт.

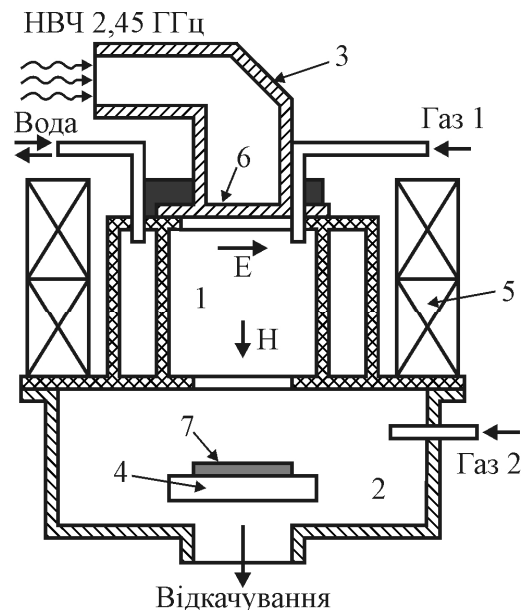
#### 12.4. Конструкції реакторів НВЧ-оброблення структур ВІС.

Реактори для НВЧ-плазмового осаджування і травлення умовно можна розділити на дві групи: без використання магнітного поля та з використанням схрещених електричного і постійного магнітного полів.

Типовий реактор НВЧ-плазми без використання магнітного поля демонструє рис. 12.13. В цьому реакторі канал, по якому подається робоча суміш (газ), розміщений всередині хвилеводу (резонатора). Зазвичай, цей канал виготовляють із плавленого кварцу, а сам резонатор розміщено в місці максимальної напруженості електричного поля. Електромагнітне поле з хвилеводу проникає в розрядну камеру та створює (генерує) розряд. Необхідна для пробою напруженість електричного поля в таких реакторах становить 80 ÷ 100 В/см, оптимальний тиск – 65 ÷ 1330 Па. Такі реактори використовують для видалення фоторезисту, оскільки вони забезпечують високу швидкість травлення завдяки високій концентрації радикалів та ізотропний характер цього травлення завдяки високому тиску. Крім того,



**Рис. 12.13.** НВЧ-плазмовий реактор без магнітного поля: 1) розрядна камера; 2) резонатор; 3) рухомі поршні для налаштування резонатора; 4) діафрагма; 5) Si-пластина



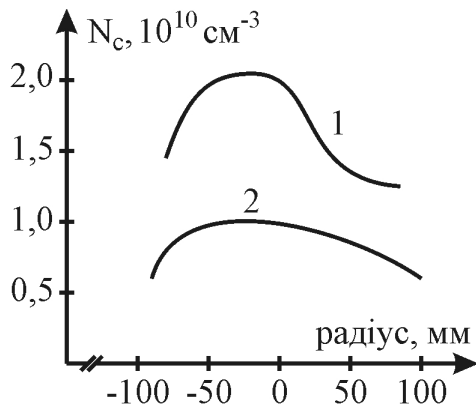
**Рис. 12.14.** Схема НВЧ ЕЦР-реактора: 1) розрядна камера; 2) реакційна камера; 3) хвилевід; 4) підкладко-тримач; 5) електромагніти; 6) кварцове вікно; 7) Si-пластина

можливе використання таких реакторів як для осаджування, так і травлення плівок за умови вибору відповідного складу робочого газу.

Значну зацікавленість останнім часом проявляють до реакторів іншого типу – із застосуванням схрещених НВЧ електричного і постійного магнітного полів, особливо НВЧ-реакторів, в яких досягають електронно-циклотронного резонансу (ЕЦР). Низький робочий тиск ( $1,3 \cdot 10^{-2} \div 1,3 \cdot 10^{-1}$  Па) в НВЧ ЕЦР-реакторах забезпечує анізотропне травлення, що дозволяє використовувати їх для ефективного формування субмікронних структур. Крім цього, ЕЦР-плазма дає можливість осаджувати плівки шаруватих структур (надгратки) за низьких (кімнатних) температур. Схема конструкції НВЧ ЕЦР-реактора показана на рис. 12.14. Тут магнітне поле створюють за допомогою електромагнітів таким чином, що силові лінії магнітного поля спрямовані вздовж осі реактора. При цьому напрям електричного поля, що створюється НВЧ-хвилею, перпендикулярний осі реактора.

НВЧ електромагнітне випромінювання підводиться до реактора прямокутним чи круглим хвилеводом у повітряному середовищі та вводиться через кварцове скло в реактор, який перебуває під вакуумом. Найщільніша плазма виникає в зоні ЕЦР, де магнітне поле становить 875 Гс на частоті поля 2,45 ГГц. Потужність НВЧ-випромінювання з частотою  $f$ , що вводиться в плазму за умови накладеного магнітного поля, описується виразом

$$w(f) = w(0) \cdot \frac{v_i^2}{(f - \omega_e)^2 + v_i^2}, \quad (12.15)$$



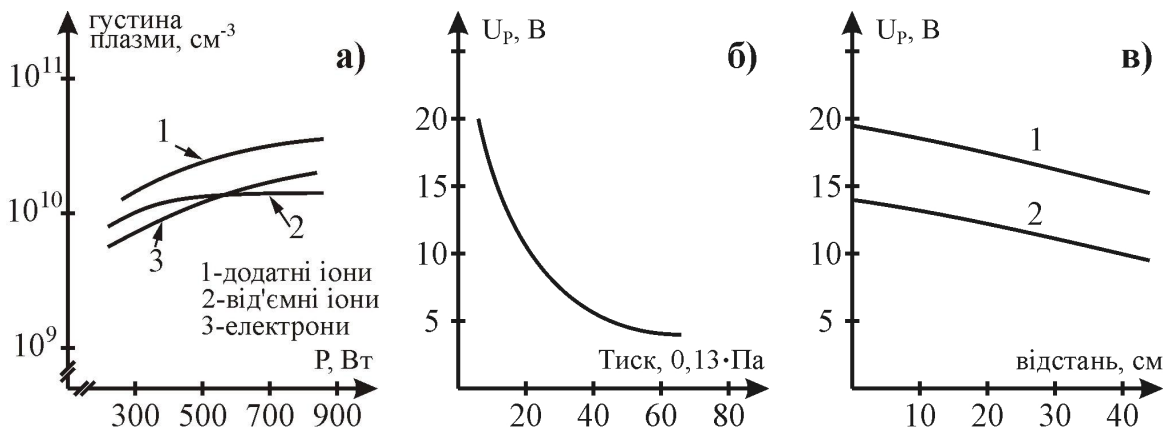
**Рис. 12.15.** Радіальний розподіл густини плазми під тиском  $6,6 \cdot 10^{-2}$  Па (1) та  $5,3$  Па (2) в потоці  $O_2$

де  $v_i$  — пропорційна тиску частота електронно-іонних співударів,  $\omega_e$  — циклотронна частота електронів;  $f$  — частота електромагнітного поля.

Робочий газ подають двома каналам: через розрядну камеру та безпосередньо в реакційну камеру. Газ у процесі подання в розрядну камеру розкладається в плазмі на активні частинки, які потрапляють у реакційну камеру та взаємодіють з підкладкою або реагують з газом, що подається в реакційну камеру, а продукти цієї реакції взаємодіють з підкладкою. Наприклад, для формування шарів  $Si_3N_4$  через розрядну камеру падають  $N_2$ , а в реакційну камеру  $SiH_4$  ( $Si_2H_6$ ). Характерні витрати газу

становлять від  $5$  до  $30 \text{ см}^3/\text{хв}$ . Для нанесення шарів  $SiO_2$  замість  $N_2$  через розрядну камеру подають  $O_2$ , для нанесення шарів  $Si^* - Ar$ , а для  $Si_xO_yN_z - N_2$  та  $O_2$  в певному співвідношенні ( $N_2 : O_2 : Ar$ ). Травлення з використанням НВЧ ЕЦР-реакторів здійснюють шляхом подання газу через розрядну камеру. В цьому випадку найчастіше використовують суміш хлорфтормісних газів з  $Ar$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $CO_2$ .

Однією з основних проблем оброблення в НВЧ ЕЦР-реакторі, схема якого показана на рис. 12.14, є забезпечення рівномірності осаджування чи травлення за площею  $Si$ - або  $GaAs$ -підкладки. Радіальний розподіл густини плазми в реакційній камері на відстані  $10 \text{ см}$  від виходу розрядної камери демонструє рис. 12.15. Основною причиною такої нерівномірності густини плазми є рекомбінація електронів на стінках реактора. Серед інших причин може бути нерівномірний розподіл потужності вздовж реактора залежно від



**Рис. 12.16.** Залежність параметрів плазми від характеристик реактора: а) потужності; б) тиску в реакційній камері; в) діаметра розрядної камери  $9 \text{ см}$  (1) і  $5 \text{ см}$  (2)

вибору НВЧ хвилі або ж флуктуації напруженості магнітного поля.

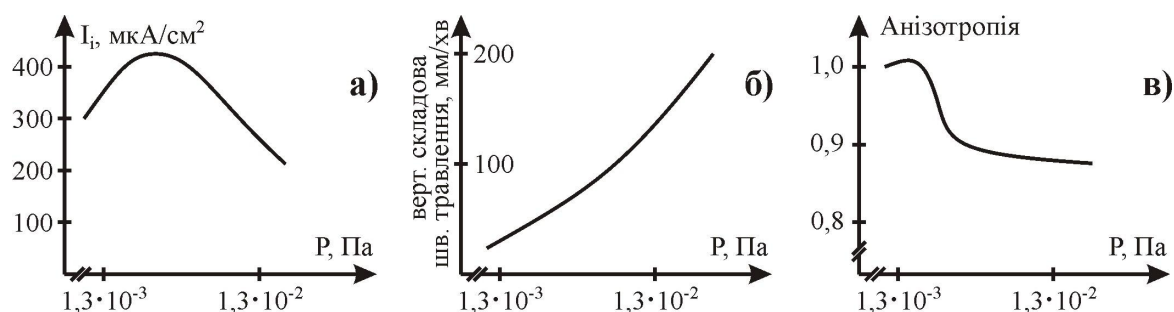
Густина плазми зростає з підвищенням НВЧ-потужності. Ця залежність для  $\text{SF}_6$  за умови сталого тиску  $10^{-2}$  Па показана рис. 12.16. З наведених залежностей випливає, що густина плазми зростає з підвищенням потужності до 600 Вт, а потім настає насичення. При цьому інші параметри, такі як плаваючий потенціал  $U_+$  (-21 В) та потенціал плазми  $U_p$  (+3 В) залишаються незмінними і визначаються винятково конструкцією (геометрією) реактора. Величина потенціалу плазми є одним із найважливіших параметрів НВЧ-процесу, особливо травлення, де величина прискорюючої напруги значно впливає на профіль (анізотропію) травлення. Саме тому для досягнення оптимальних умов оброблення матеріалів слід здійснювати пошук відповідних конструкцій реакторів.

Розглянемо деякі аспекти транспортування частинок до поверхні Si-підкладок (структур ВІС) та їхній вплив на процес оброблення. Якщо на підкладкотримач не подано потенціал зміщення, то основним механізмом транспортування заряджених частинок до підкладки є амбіполярна дифузія, яка відбувається в неоднорідному магнітному полі. Неоднорідне магнітне поле, напруженість якого знижується в напрямі від розрядної до реакційної камери, взаємодіє з рухомими зарядженими частинками та прискорює їх. Градієнт магнітного поля створює при цьому рушійну силу:

$$\vec{F} = -M \cdot \text{grad } H, \quad (12.16)$$

де  $M = m_e \cdot v_{\perp}^2 / 2H$  – магнітний момент,  $v_{\perp}$  – швидкість, перпендикулярна силовим лініям магнітного поля. Ця сила прискорює електрони в напрямі зменшення напруженості магнітного поля. Електрони створюють від'ємний потенціал у напрямі ізолюваного підкладкотримача. Таким чином, уздовж плазмового потоку між розрядною камерою і підкладкотримачем генерується постійне електричне поле, яке прискорює іони та сповільнює електрони. Отже, рух іонів та іонне бомбування підсилюється в процесі осаджування чи травлення відповідного шару структури ВІС.

Зі зміною тиску також змінюється співвідношення між величинами потоків іонів і незаряджених частинок. На рис. 12.17 подано залежності густини іонного струму, вертикальної складової швидкості травлення та анізотропії від тиску  $\text{SF}_6$  в НВЧ ЕЦР-реакторі:  $P = 600$  Вт,  $U_p = 70$  В; опір Si-підкладки  $2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$



**Рис. 12.17.** Залежність густини іонного струму, вертикальної складової швидкості травлення та анізотропії від тиску  $\text{SF}_6$  в НВЧ ЕЦР-реакторі:  $P = 600$  Вт,  $U_p = 70$  В; опір Si-підкладки  $2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$

анізотропії від тиску для  $\text{SF}_6$ . Для того, щоб усунути вплив енергії іонів, до підкладкотримача було прикладено потенціал зміщення 70 В. Анізотропія визначалась за відношенням латеральної  $v_{\text{бічне}}$  і нормальної складових швидкостей травлення:

$$A = 1 - \frac{v_{\text{бічне}}}{v_{\text{норм}}}. \quad (12.17)$$

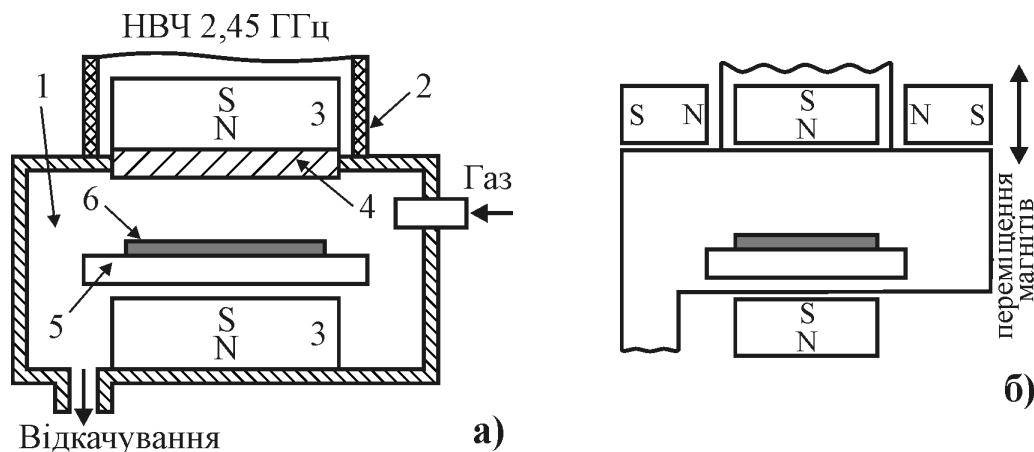
Як можна побачити з рис. 12.17, ступенем анізотропії травлення можна керувати за допомогою простої зміни тиску, що є дуже важливим для профілювання контактних вікон під час формування багаторівневого розведення субмікронних структур великих інтегральних схем.

### 12.5. Сучасні модифікації НВЧ ЕЦР-реакторів

В п. 12.2 та 12.3 описано НВЧ ЕЦР-реактори, конструкція яких є базовою для сучасних устаткувань плазмового осаджування і травлення. Залежно від призначення, вони можуть доукомплектуватись системою прискорення іонного пучка, додатковими елементами магнітної системи чи додатковим пристроєм введення технологічного газу з випаровувальною коміркою. Збільшення діаметра оброблюваних пластин до  $250 \div 300$  мм та перехід на кластерне обладнання зумовили розроблення нових способів підвищення рівномірності оброблення та енергетичної ефективності з використанням нових конструкцій НВЧ ЕЦР-реакторів.

Для отримання магнітного поля з напруженістю на рівні 1000 Гс в реакторі, показаному на рис. 12.14, енергетичне споживання електромагнітів сягає кіловат ( $U = 60$  В,  $I = 20$  А). Зі збільшенням діаметра оброблюваних підкладок зростатиме також діаметр розрядної камери, що вимагає дальшого вдосконалення конструкції реактора для підвищення рівномірності оброблення в радіальному напрямі. Відповідним чином також зростатиме споживання електроенергії електромагнітами, які стають основним вузлом енергоспоживання. Для того, щоби вирішити цю проблему, запропоновано модернізацію реакторів, у яких замість електромагнітів використовують постійні магніти. В цьому разі для збільшення діаметра зони оброблення (для пластин великого діаметра  $> 200$  мм) або оброблення одночасно декількох пластин достатньо збільшувати тільки діаметр постійного магніту, не збільшуючи енергоспоживання реактора.

В реакторі з постійними магнітами (рис. 12.18) розрядна камера суміщена з реакційною камерою. Для введення НВЧ-енергії використовують спеціальне вакуумно-щільне кварцове скло. Постійний циліндричний магніт розміщується на цьому вікні всередині круглого мідного хвилеводу. Навпроти магніту, під підкладкотримачем, розміщено другий постійний магніт для формування зони розряду. Підкладкотримач, розміщений між двома постійними магнітами, виготовляють з ізоляційного матеріалу, наприклад,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Магніт, який розміщено у хвилеводі, також виготовляють з ізоляційного матеріалу з високим опором, щоб уникнути втрат НВЧ випромінювання. Найбільш придатними для цього є феритові магніти з домішками Ва та Sr.

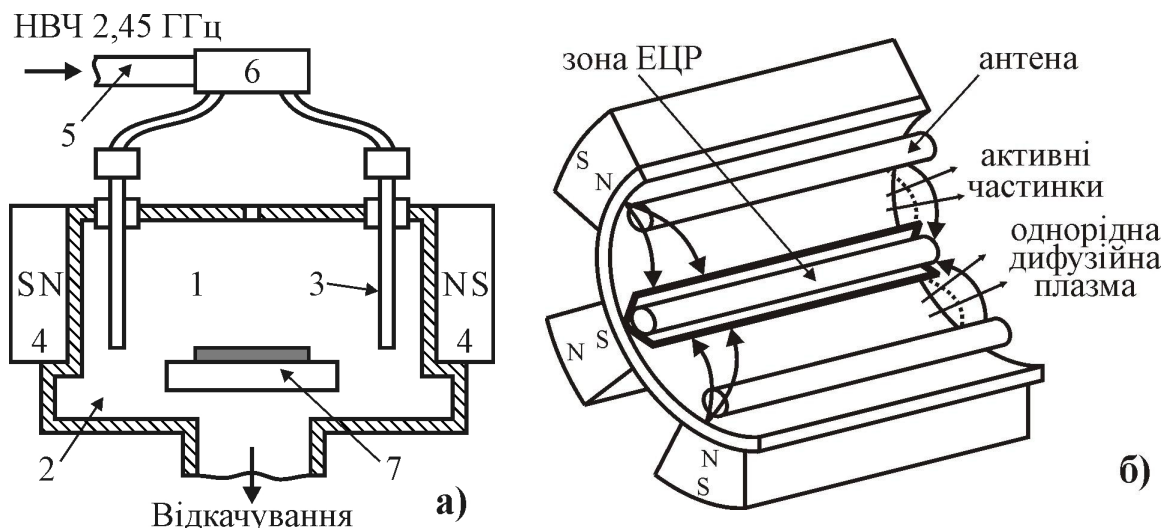


**Рис. 12.18.** Схема НВЧ-реактора з використанням постійних магнітів (а) та з встановленням додаткових магнітів (б): 1) розрядно-реакційна камера; 2) хвилевід; 3) постійні магніти; 4) кварцове скло; 5) підкладкотримач; 6) Si-підкладка

Одним з недоліків такої конструкції є взаємодія НВЧ-хвилі з постійним магнітом всередині хвилеводу, що призводить до зміни площини поляризації хвилі довкола осі хвилеводу на кут  $\varphi$ , величина якого залежить від напруженості магнітного поля та розмірів постійного магніту. Для круглого хвилеводу найнижчою модою НВЧ-хвилі є  $TE_{11}$ , яка зберігається в результаті повороту площини поляризації, не змінюючи характеру хвилі. Якщо ж використовується прямокутний хвилевід, то поворот площини поляризації для нижчої моди хвилі  $TE_{10}$  вже призводить до зміни характеру поширення хвилі, а якщо кут  $\varphi = 90^\circ$ , то хвиля набуває моди  $TE_{01}$ . Прямокутні хвилеводи конструюють таким чином, що в них не може поширюватись хвиля  $TE_{01}$ . Тому в сучасних конструкціях НВЧ-реакторів застосовують круглі хвилеводи з круглими плоскими постійними магнітами довкола них.

Реактор з постійним магнітом у хвилеводі дозволяє зменшити енергоспоживання, однак проблема рівномірності оброблення за площею пластини залишається. Більш досконалою є конструкція НВЧ ЕЦР-реактора, запропонована фірмою CIT Alcatel (рис. 12.19). В цьому реакторі постійні магнітні стержні, які розміщені на зовнішній стінці реактора, створюють всередині нього поблизу стінок магнітне поле, достатнє для забезпечення ЕЦР. Подання НВЧ-енергії в ці зони збуджує НВЧ ЕЦР-розряд, електрони якого утримуються магнітним полем. Таким чином, виникає декілька зон щільної плазми замість однієї, локалізованої поблизу осі реактора. Тому такий реактор також називають реактором з розподіленим електронно-циклотронним резонансом (Distributed Electron Cyclotron Resonance – DECR).

Такий реактор дозволяє підвищити концентрацію заряджених частинок шляхом збільшення числа розрядних зон без підвищення щільності плазми в них. (Проблема підвищення концентрації частинок в реакторі (рис. 12.19, б) пов'язана з тим, що у разі високої щільності плазми, вона починає відбивати



**Рис. 12.19.** НВЧ-реактор із розподіленим ЕЦР (а) і схема дії розрядної камери (б): 1) розрядна камера; 2) реакційна камера; 3) антени; 4) магніти з черговою полярністю; 5) хвилевід; 6) розподілення НВЧ; 7) підкладотримач з пластиною

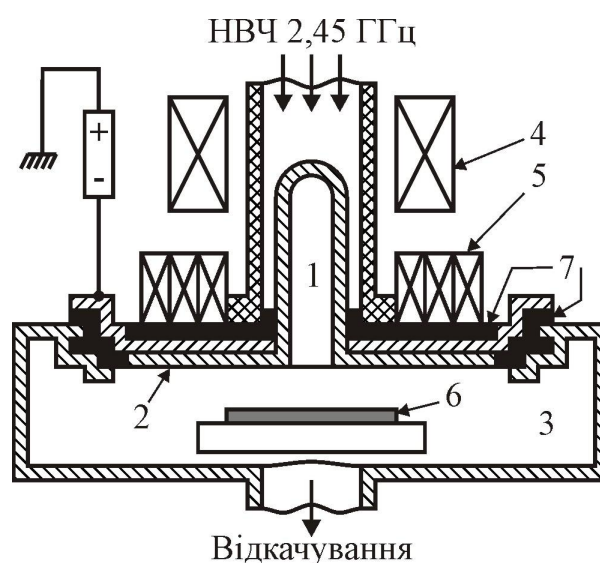
НВЧ-випромінювання, не поглинаючи його енергію). Другою перевагою реактора є те, що завдяки розподілу зон НВЧ ЕЦР-розряду по периферії плазмового об'єму сильно підвищується рівномірність оброблення. Травлення в центрі здійснюється частинками, які дифундують із зони ЕЦР.

НВЧ-енергія подається в реактор уздовж стержнів (антен), розміщених паралельно магнітам на відстані декількох міліметрів та охолоджуваних водою з метою запобігти перегріванню. Постійне магнітне поле напруженістю 875 Гс локалізується між магнітами та антенами. Стінки реактора додатково виконують функцію заземленого електрода. Такий реактор застосовують в устаткуваннях плазмового травлення RCE-160 та GIR-820.

Ще однією модифікацією НВЧ ЕЦР-реакторів для формування шаруватих структур є реактори, в яких на виході з розрядної камери встановлено мішень, на яку подається від'ємний потенціал. Іони, що вихоплюються полем із плазми, бомбують мішень та розпорошують її. Розпорошений матеріал, наприклад, Si, Al, Ta, Ti, Mo чи W, осаджується на підкладку, формуючи шарувату структуру. Зазвичай, мішень виготовляють у формі кільця, яке охоплює вихідний отвір розрядної камери, однак вона може мати плоску чи конічну форму, охоплювати вихідний отвір розрядної камери або розміщуватись у реакційній камері. Крім того, можливе використання додаткової магнітної системи, яка створює магнітне поле поблизу поверхні мішені, що сприяє утворенню щільнішої плазми та полегшує її дрейф. Змінюючи напруженість і розподіл магнітного поля, можна досягнути рівномірного розпорошення мішені та формування рівномірних за товщиною плівок шаруватих структур. Реактор з додатковою магнітною системою для мішені, який складається з 3-ох електромагнітів, показано на рис. 12.20.



Порівняно з відомими методами нанесення плівок шляхом напылення, використання НВЧ ЕЦР-реакторів дозволяє значно покращити якість осаджених плівок, запобігти внесенню дефектів у підкладку, підвищити швидкість і рівномірність осаджування плівок. Так, під час осаджування плівок корунду  $\text{Al}_2\text{O}_3$  та оксиду танталу  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  досягнуто високі швидкості ( $20 \div 30$  нм/хв) з високою відтворюваністю стехіометричного складу. Реактор забезпечує повне окисдування Ta з швидкістю осаджування 25 нм/хв та з можливим одночасним легуванням плівки рідкісноземельними металами. На Si-пластинах діаметром 100 та 150 мм неоднорідність плівок  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  за товщиною не перевищувала  $\pm 5\%$ , розкид значень коефіцієнта відбиття на такій площі – не більший  $\pm 0,01$ . Такі високі параметри плівок досягались завдяки тому, що НВЧ-збудження надає розпорошеним частинкам металу енергію, достатню для реакції формування оксиду. Процеси осаджування діелектричних плівок  $\text{Al}_2\text{O}_3$  та  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  здійснювались під тиском від  $10^{-3}$  до  $10^{-1}$  Па. Енергія молекул газу і частинок, розпорошених іонами плазми, іонізованих і доставлених до поверхні підкладки, становила від 10 до 30 еВ. Повністю окиснені з високою щільністю плівки  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  і  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , отримані за кімнатної температури, дозволили сформувати ємнісні плати для фільтрових схем серії K298, що забезпечило їхню високу термічну стабільність у діапазоні температур  $-60 \div +125$  °C.



**Рис. 12.20.** Схема НВЧ-реактора з розпорошеною мішенню для формування плівок шаруватих структур: 1) розрядна камера; 2) мішень; 3) реакційна камера; 4) магнітна система; 5) додаткова магнітна система; 6) Si-підкладка; 7) ізолятори

## 12.6. Осаджування плівок шаруватих структур у НВЧ ЕЦР-реакторах

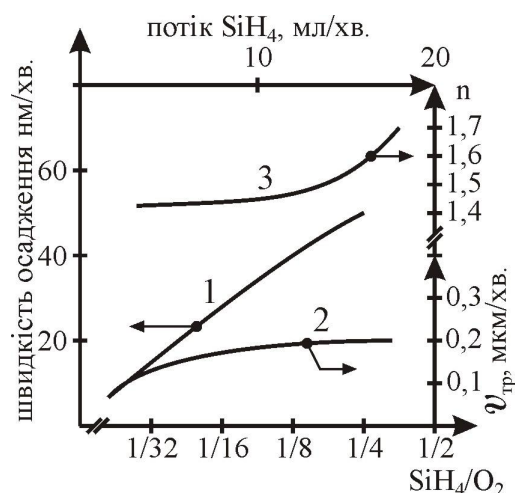
Осаджування плівок діелектричних і напівпровідникових матеріалів є одним з найбільш перспективних напрямів застосування НВЧ ЕЦР-плазми завдяки тому, що внаслідок високої щільності плазми іонний струм до підкладки значно перевищує потік нейтральних частинок. Слід очікувати, що властивості отриманих у такий спосіб плівок будуть аналогічні властивостям плівок, отриманих іонно-променевим методом. При цьому, оскільки густина іонного струму до підкладки висока, а енергія іонного бомбування вже достатня для нетермічного активування процесів росту плівок, але ще недостатня для внесення в структуру забруднень та радіаційних дефектів, цей метод дозволяє вже за кімнатних температур підкладок Si та GaAs виро-



чувати з високою швидкістю високоякісні шари оксиду і нітриду кремнію, карбіду кремнію, нітриду бору та алюмінію, як капсулюючих покриттів. Крім цього, використання такого методу осаджування дає можливість реалізувати анізотропне вирощування плівок, що використовується для планаризації структур ВІС методом зворотної літографії.

Розглянемо особливості осаджування плівок  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , гомогенізації  $\text{Si}$ , аморфного  $\alpha\text{-Si}$  та нітрідів типу  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ .

**Осаджування плівок  $\text{SiO}_2$ .** Плівки  $\text{SiO}_2$ , отримані в НВЧ ЕЦР-реакторі за якістю наближаються до плівок, отриманих термічним шляхом. На це вказує той факт, що швидкості травлення плівок, отриманих обома способами, в розчині  $50\% \text{HF} : 40\% \text{NH}_4\text{F} = 15 : 85$  практично збігаються між собою в діапазоні температур  $283 \div 333 \text{ K}$ . Швидкість вирощування (а також НВЧ ЕЦР-травлення) плівок  $\text{SiO}_2$  визначається співвідношенням потоків реагентів  $\text{SiH}_4$  ( $\text{Si}_2\text{H}_6$ ) і  $\text{O}_2$ , як показано на рис. 12.21. Тут загальна швидкість потоку газу становила 140 мл/хв, тиск 0,3 Па, НВЧ-потужність 265 Вт, а пластину  $\text{Si}$  розміщували на відстані 100 мм від центру ЕЦР.



**Рис. 12.21.** Залежність швидкості осаджування (1), травлення (2) та коефіцієнту заломлення (3) НВЧ ЕЦР-плівок від співвідношення потоків  $\text{SiH}_4/\text{O}_2$

Для того щоб визначити нетермічні пошкодження, які вносяться в структури ЕЦР-плазмою, шар  $\text{SiO}_2$  було нанесено на легований епітаксійний шар  $\text{GaAs}$  із попередньо замірною провідністю. Далі шар  $\text{SiO}_2$  видаляли в оксидному травнику на основі  $\text{HF}$  та знову вимірювали провідність. Було встановлено, що зменшення кількості носіїв заряду еквівалентне зменшенню товщини епішару на 0,1 мкм (потужність ЕЦР-плазми 450 Вт).

Аналіз плівок  $\text{SiO}_2$ , швидкість травлення в  $\text{HF}$  яких менша 3 нм/с, показує на відсутність у них азоту, водню та води. Це підтверджується також спектральним аналізом плівок  $\text{SiO}_2$ , напилених в ЕЦР-плазмі з потужністю 500 Вт, які свідчать про те, що зв'язок  $\text{Si-H}$  ( $2150 \text{ cm}^{-1}$ ) відсутній. Подання ВЧ-зміщення на підкладки забезпечує

рівномірне осаджування плівок як на сходинок, так і в канавках (щілинах), що дозволяє ефективно планаризувати поверхню.

**Плівки  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .** Набагато кращі властивості, ніж плівки, отримані стандартними термічними (623 K) методами, демонструють плівки нітриду кремнію, осаджені в НВЧ ЕЦР-реакторах за кімнатних температур. Їхні параметри приблизно такі ж, як і параметри плівок  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , осаджених у реакторі пониженого тиску "Ізотрон-4". Для виробництва субмікронних структур, особливо арсенідгалієвих, необхідні високоякісні діелектричні плівки з пониженим вмістом водню. В ІЧ-спектрах поглинання плівок  $\text{Si}_3\text{N}_4$

спостерігається пік зв'язку Si-N, що відповідає хвильовому числу  $845\text{ см}^{-1}$ , в той час, як пік зв'язку Si-H при  $2100\text{ см}^{-1}$  – відсутній. Збільшення ВЧ-потенціалу сприяє значному зниженню концентрації водню та підвищенню щільності плівок внаслідок інтенсивнішого іонного бомбування поверхні. Подібним чином впливає підвищення температури підкладки завдяки прискоренню реакцій на її поверхні.

В арсенідгалієвій технології в якості капсулюючих використовують плівки  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Під час їх осаджування на рельєфну поверхню, аналогічно як і для плівок  $\text{SiO}_2$ , також виникає проблема покриття вертикальних сходинок, яку вирішують шляхом підвищення температури підкладки до  $673\text{ K}$  чи фотонного активування та одночасного подання ВЧ-зміщення на підкладко-тримач. Швидкість травлення плівок  $\text{Si}_3\text{N}_4$  в буферному розчині HF (BHF,  $50\% \text{ HF} : 40\% \text{ NH}_4\text{F} = 15 : 85$ ,  $299\text{ K}$ ) сягає свого мінімального значення (менше  $1\text{ нм/хв}$ ), якщо коефіцієнт заломлення становить від  $2,05$  до  $2,15$ , чого досягти іншими методами неможливо.

**Гомоепітаксія Si.** Осаджуючи кремній із силану ( $\text{SiH}_4$  чи  $\text{Si}_2\text{H}_6$ ) в НВЧ ЕЦР-реакторах, також можемо очікувати, що властивості плівок кремнію будуть аналогічні властивостям плівок, отриманих іонно-променевим чи термоіонним осаджуванням. Це пов'язано з тим, що в НВЧ ЕЦР-реакторах потік іонів до підкладок перевищує потік нейтральних частинок. Водень у плазмі, як перед, так і в процесі осаджування повинен легко видаляти вуглець а особливо кисень (дві найкритичніші домішки в епітаксiальному кремнії).

Слід відзначити, що в цьому разі гомоепітаксія кремнію здійснюється за пониженої температури ( $673 \div 873\text{ K}$ ), за якої дифузійні процеси мінімальні. Підкладки перед напуском силану обробляють у водневій плазмі за умови, що підкладка перебуває під плаваючим потенціалом. Існують два чинники, які обмежують швидкий епітаксійний ріст: 1) недостатньо висока щільність іонів ( $10^{10}\text{ см}^{-3}$ ) забезпечує швидкість росту на рівні  $0,1\text{ нм/с}$ ; 2) від'ємне зміщення на підкладці повинно бути нижче  $-25\text{ В}$ . Однак, як показали дослідження, така НВЧ ЕЦР-епітаксія є на рівні епітаксії з парогазових сумішей і повністю усуває явища автолегування та зміщення захованого шару. Такий процес перспективний для локальної меза-епітаксії.

**Осаджування аморфного  $\alpha\text{-Si:H}$ .** Плівки аморфного гідрогенізованого Si:H широко використовують у напівпровідникових приладах: сонячних елементах, тонкоплівкових транзисторах, фотодіодах. Звичайні методи осаджування плівок Si:H із парогазової суміші за температур  $T < 600\text{ K}$  вимагають нагрівання підкладки до температур  $> 573\text{ K}$ , що обмежує діапазон застосування цього методу. НВЧ ЕЦР-плазмовий метод дозволяє формувати високоякісні плівки  $\alpha\text{-Si:H}$  вже за кімнатних температур ( $< 330\text{ K}$ ). Робочий тиск силану  $\text{SiH}_4$  є одним із найважливіших параметрів, який визначає такі параметри плівок, як величину фотопровідності, ширину забороненої зони та коефіцієнт поглинання.

Плівки аморфного кремнію, отримані під тиском  $5,3 \cdot 10^{-2}\text{ Па}$ , мають більшу фотопровідність та ширину забороненої зони, ніж плівки, отримані під тиском вищим  $5,3 \cdot 10^{-2}\text{ Па}$ . За оптимальних умов плівки  $\alpha\text{-Si:H}$  мають

провідність  $6 \cdot 10^{-6}$  Ом·см для рівня опромінення плівок  $100 \text{ мВт/см}^2$ , а ширина забороненої зони цих плівок становить 2,1 еВ.

Таким чином, НВЧ ЕЦР-метод дозволяє без нагрівання осаджувати високоякісні плівки  $\alpha\text{-Si:H}$ , які можуть стати надзвичайно перспективним матеріалом для створення високоефективних сонячних елементів.

**Осаджування нітридів типу  $A^{III}B^V$ .** НВЧ ЕЦР-джерело плазми для молекулярно-променевої епітаксії успішно використовують для вирощування тонких плівок типу  $A^{III}B^V$  за низьких температур, за яких як дифузія, так і сегрегація домішок неможливі. Метали III групи (B, Al, Ga, In) випаровували в ефузійних комірках, а для розкладу молекулярного азоту ( $N_2$ ) застосовували іонні джерела "Істра" та "Радикал". Такий підхід дозволив вирощувати плівки нітридів названих металів як окремо, так і у вигляді гетероструктур та надграток за низьких температур  $340 \div 610^\circ\text{C}$  та тиску  $6,5 \cdot 10^{-3} \div 1,3 \cdot 10^{-2}$  Па. В такий спосіб, зокрема, було отримано надгратки GaN і AlN з чітко розмежованими шарами (з різкою межею розділу) двох матеріалів товщиною  $0,5 \div 1,0$  нм (у декілька моноатомних шарів). Окремі шари цих металів мали товщину  $10 \div 15$  нм та демонстрували досконалу кристалічну структуру.

Таким чином, поєднання двох технологій молекулярної-променевої епітаксії (в якості джерела) та НВЧ ЕЦР-плазми дозволяє формувати не тільки якісні епішари арсенідгалієвих структур, але й високоякісні капсулюючі покриття з нітриду алюмінію чи бору для створення комплементарних арсенідгалієвих транзисторів субмікронної технології. Крім того, ця технологія дає змогу формувати епішари GaAs на кремнієвих підкладках, що відкриває нові можливості субмікронної технології для підвищення швидкодії та термопольової стабільності компонентів електронної схемотехніки. Це вимагає відповідних нових підходів до розроблення сучасного кластерного обладнання плазмового оброблення функціональних шарів на основі НВЧ ЕЦР-реакторів та їх електрофізичного діагностування, особливо для формування структур надграток та резонансно-тунельних діодів і транзисторів на їх основі.

## **12.7. Плазмове травлення в НВЧ ЕЦР-реакторах субмікронних структур та структур надграток**

Сучасна технологія формування субмікронних структур ВІС вимагає повністю анізотропного травлення. При цьому повинні бути досягнуті необхідна швидкість травлення та висока селективність по відношенню до маски, тобто резисту,  $\text{SiO}_2$  чи  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . В більшості відомих плазмових методів високої селективності та анізотропії досягають за рахунок використання хімічних реагентів з вуглецевовмісними молекулами ( $\text{CF}_4$ ,  $\text{CCl}_4$ ,  $\text{CBrF}_3$ ), які швидко полімеризуються та запобігають травленню бічних стінок. Однак, якщо швидкість травлення досягає необхідної величини (до  $300 \text{ нм/хв}$ ), то селективність все ж залишається низькою ( $2 \div 3$ ). Крім того, анізотропне травлення важко здійснювати у разі низьких енергій іонів.

Власне НВЧ ЕЦР-методи є найперспективнішими для суб- і нанотехнологій ВІС, оскільки забезпечують високоанізотропне травлення завдяки ство-

ренню напрямленого потоку іонів низької енергії ( $\leq 16$  eV), що також дозволяє досягнути високої селективності травлення ( $> 5 \div 10$ ). Розглянемо технологічні особливості травлення окремих матеріалів субмікронної технології ВІС.

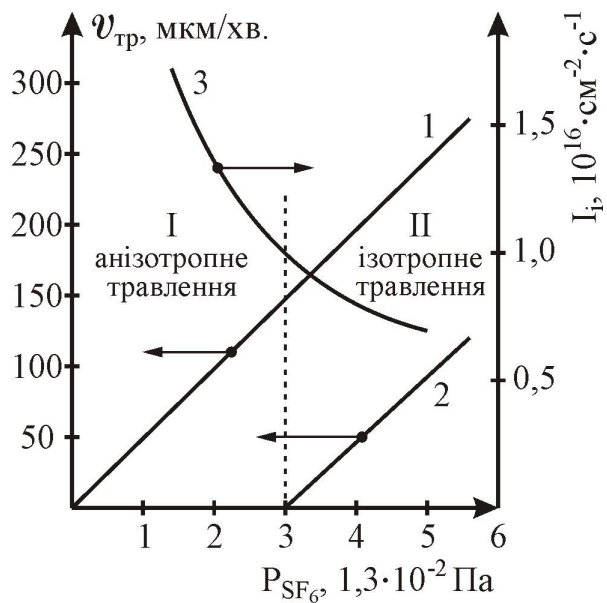
**Травлення моно- та полікремнію.** Залежність вертикальної та горизонтальної складових швидкості травлення кремнію в плазмі  $\text{SF}_6 + \text{Ar}$  від величини парціального тиску  $\text{SF}_6$  демонструє рис. 12.22. Повний тиск суміші  $\text{SF}_6 + \text{Ar}$  підтримувався на рівні  $4 \cdot 10^{-1}$  Па. На цьому ж рисунку додатково показано відповідну залежність густини іонного струму  $I_i$ . Можна виділити два діапазони парціального тиску  $\text{SF}_6$ . В першому (I), де тиск  $\text{SF}_6 < 4 \cdot 10^{-2}$  Па, вертикальна складова швидкості

травлення лінійно зростає з тиском  $\text{SF}_6$ , тоді як густина іонного струму різко спадає. Збільшення вертикальної складової швидкості травлення з підвищенням тиску  $\text{SF}_6$  відбувається завдяки зростанню потоку атомів фтору. Це означає, що швидкість травлення кремнію в більшій мірі визначається величиною потоку атомів фтору, ніж величиною іонного потоку. В цьому ж діапазоні (I) бічне травлення відсутнє, тому спостерігається повне анізотропне травлення. В другому діапазоні (II), де парціальний тиск  $\text{SF}_6$  перевищує  $4 \cdot 10^{-2}$  Па, появляється бічна складова швидкості травлення, що призводить до зменшення ступеня анізотропії. Такий процес зручно використовувати для профілювання стінок, наприклад канавок чи контактних вікон.

Модель, яка пояснює кінетику травлення містить три основні положення: 1) між хемосорбованими атомами фтору, які розташовуються в сусідніх позиціях, виникає сильне бічне відштовхування; 2) хемосорбовані атоми фтору дифундують до поверхні Si; 3) багаточастицева адсорбція  $\text{SF}_2$  спричинює спонтанне травлення згідно з реакцією:



**Травлення  $\text{SiO}_2$ .** Швидкість травлення  $\text{SiO}_2$  в плазмі  $\text{CF}_4$  або  $\text{SF}_6$  зазвичай менша 20 нм/хв, що забезпечує високу селективність травлення кремнію відносно плівки  $\text{SiO}_2$ , яка використовується в якості маски. Однак на практиці завжди бажана висока швидкість травлення. Одним із шляхів підвищення швидкості травлення є збільшення енергії іонів до  $100 \div 800$  eV. Тут слід зауважити, що в НВЧ ЕЦР-реакторах енергія іонів менша 20 eV, що запобігає радіаційному пошкодженню структур. Для збільшення енергії іонів



**Рис. 12.22.** Залежність вертикальної (1) і горизонтальної (2) швидкості травлення кремнію та густини іонного потоку (3) від парціального тиску  $\text{SF}_6$  (потужність 600 Вт, напруга зміщення -50 В)

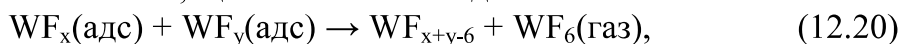
на підкладку подають ВЧ-зміщення, величину якого вибирають таким чином, щоби з одного боку забезпечити достатню швидкість травлення, а з іншого – не створювати додаткових радіаційних пошкоджень (дефектів) підкладки. Оскільки більшість дефектів виникає внаслідок електричного пробоя плівки  $\text{SiO}_2$  зарядом, накопиченим на її поверхні, то необхідно, щоби різниця потенціалів між поверхнею плівки та її межею з підкладкою була набагато менша порівняно з прикладеною ВЧ-напругою. При цьому частота ВЧ-напруги визначається таким виразом:

$$f_{\text{ВЧ}} = \frac{1}{\tau_{\text{ВЧ}}} \gg \frac{d \cdot j_{i0}}{\varepsilon \cdot U_{\text{ВР}}} \sqrt{\frac{21 \cdot n \cdot (\pi \cdot a \cdot U_{\text{ВР}})}{\pi}}, \quad (12.19)$$

де  $f_{\text{ВЧ}}$  – частота напруги зміщення;  $j_{i0}$  – густина іонного струму насичення поблизу підкладки;  $\varepsilon = 4 \cdot \varepsilon_0$  ( $\varepsilon_0$  – діелектрична проникність вакууму,  $U_{\text{ВР}}$  – подвоєна напруга зміщення);  $a = q_e / kT_e$  ( $q_e$ ,  $T_e$  – заряд і ефективна температура електрона відповідно). Для режимів НВЧ ЕЦР-травлення частота  $f_{\text{ВЧ}}$  напруги зміщення, зазвичай, набагато більша 23 кГц.

Подання ВЧ-напруги на підкладку під час травлення  $\text{SiO}_2$  в плазмі фторвуглецевих сполук ( $\text{C}_n\text{F}_m$ ,  $n = 1 \div 4$ ) підвищує швидкість травлення, причому швидкість зростає зі збільшенням амплітуди ВЧ-зміщення. Максимальна швидкість травлення  $\text{SiO}_2$  становила 40 нм/хв в плазмі фреон-218 ( $\text{C}_3\text{F}_8$ ) з амплітудою ВЧ-напруги 100 В та НВЧ-потужністю 60 Вт. При цьому селективність травлення  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  становила 4 ÷ 5. Швидкість травлення  $\text{SiO}_2$  та  $\text{Si}$  слабо залежала від тиску в діапазоні  $2,7 \cdot 10^{-2} \div 1,1 \cdot 10^{-1}$  Па. Під час травлення  $\text{SiO}_2$  в плазмі  $\text{SF}_6$  досягнута швидкість 150 нм/хв за умови подання ВЧ-зміщення частотою 13,56 МГц та величиною -65 В.

**Травлення вольфраму.** Дослідження травлення W в плазмі  $\text{SF}_6$  показало велику відмінність цього процесу від травлення кремнію за аналогічних умов. По-перше, спостерігається багаточарова адсорбція фтору на поверхні вольфраму, в той час як на поверхні Si – моношарова адсорбція. По-друге, відмічається винятково анізотропне травлення W нижче порогового значення тиску атомів фтору, значно вищого, ніж для Si. Зростання вертикальної складової швидкості травлення W зі збільшенням парціального тиску фтору дещо менше, ніж для Si. Реакція травлення поки що не повністю встановлена, однак вважають, що вона має вигляд:



де  $x \geq 2$ ,  $y \leq 4$ .

**Травлення поліімідів, полімерів.** Полімерні плівки (фоторезист, поліімід або їхні комбінації) травлять у кисні чи його суміші з  $\text{CF}_4$  і Ar. Відомо, що додавання  $\text{CF}_4$  в кисень (10 ÷ 20%) різко підвищує швидкість травлення полімерів. Основними чинниками, що впливають на швидкість травлення, є концентрація атомарного фтору, густина іонного струму на підкладці та енергія іонів. Експериментами встановлено, що незважаючи на зниження швидкості травлення зі зменшенням концентрації атомарного фтору, повної кореляції між цими величинами немає. На кривій залежності швидкості травлення полімерів від енергії іонів виявлена порогова ділянка,

яка відповідає рівню енергії, вище якого в процесі травлення починає відігравати роль не тільки стимуляція хімічної реакції, але й процес розпилення. Також визначено, що в процесі травлення полііміда в НВЧ ЕЦР-реакторах анізотропія та селективність до маски ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) і нижче розташованого шару (Si) є доволі високі ( $> 8 \div 10$ ).

**Травлення шарів  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ .** Напівпровідники типу  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ , такі як InP та GaAs, надзвичайно чутливі до іонного бомбування, яке може змінювати їхні електричні та оптичні властивості. В зв'язку з цим надзвичайно важливим є пошук оптимальних умов травлення цих матеріалів у НВЧ ЕЦР-реакторах з високою концентрацією активних частинок та низькою енергією іонів ( $< 20$  eV). Для травлення InP, InGaAs, AlInAs, GaAs найчастіше використовують газову суміш  $\text{CH}_4 + \text{H}_2 + \text{Ar}$ . Швидкість травлення InP та InGaAs лінійно зростає зі збільшенням ВЧ-зміщення підкладки і вдвічі перевищує швидкість травлення GaAs.

Такий процес надзвичайно ефективний для травлення шаруватих структур (надграток), наприклад  $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ -GaAs або  $\text{WSi}_x$ /полі-Si\*, та надтонкого ( $< 10$  нм) підзатворного діелектрика з високою селективністю ( $> 100$ ).

## **12.8. Діагностика плазми та визначення моменту закінчення процесу травлення технологічної САПР**

Методи діагностування плазми почали розвивати задовго до використання плазмових процесів у технології напівпровідникових приладів. Перші експерименти з плазмою або тліючим розрядом були проведені ще в XIX ст. Фарадеєм і Круксом. Впритул до появи мікропроцесорів плазмову техніку та тліючий розряд застосовували здебільшого для генерування вільних радикалів та іонів, які використовували в мас-спектрометрії, абсорбційній спектроскопії та інших аналітичних методах, де діагностиці плазми відводили не надто важливу роль. Тепер, у зв'язку з використанням плазмових методів оброблення для виробництва суб- і наномікронних структур така діагностика є вже вкрай необхідна.

Упродовж останніх десяти років було опубліковано значну кількість робіт, присвячених аналізу плазмових процесів і систем, які використовуються для оброблення напівпровідників. Метою цього підрозділу є критичне оцінювання методів діагностування плазмових систем, які застосовуються в субмікронній технології формування структур ВІС. Важливість такого аналізу полягає в тому, що:

**По-перше**, плазмові процеси використовуються як для осаджування тонких шарів, так і для їхнього локального травлення. Оскільки процеси травлення застосовуються набагато частіше, ніж процеси осаджування, то більше уваги буде приділено діагностиці процесів травлення. Крім того, процес травлення часто полягає у видаленні попередньо нанесеного на підкладку шару, тому визначення моменту його повного видалення є надзвичайно важливим для успішного застосування того чи іншого методу травлення. Процеси осаджування тонких шарів часто контролюються тільки

за часом, тому для отримання необхідної товщини достатньо враховувати середню швидкість осаджування. Однак і тут важливо контролювати електрофізичні властивості осаджуваних шарів. Тому всі методи діагностування плазми в однаковій мірі придатні для контролю як для процесів осаджування, так і процесів травлення.

**По-друге**, більшість робіт, присвячених використанню плазмової діагностики, відносяться до кремнієвої технології формування структур. Емісійна спектроскопія може бути легко використана як для діагностування травлення GaAs в плазмі  $\text{CCl}_4$ , так і для травлення полікремнію чи силіциду в плазмі  $\text{SF}_6$ .

Методи діагностування плазми на перших порах застосовували для досконалого вивчення хімічних і фізичних процесів, які відбуваються в тліючому розряді. Значна кількість експериментальних результатів щодо механізмів травлення та осаджування була отримана за допомогою всього комплексу діагностичних методів, що перетворило сучасну плазмохімію в науку, яка супроводжує розвиток суб- і наномікронної технології.

**Табл. 12.4.** Методи діагностування плазми

1.	Визначення втрат або приросту матеріалу	Кварцова мікровага	Втрати чи приріст матеріалу	Швидкість осаджування, травлення, щільність плівки
2.	Емісійна спектроскопія	Монохроматор-фотодетектор	Емісійний спектр	Склад і температура газу
3.	Хемілюмінесценція	Монохроматор-фотодетектор	Емісійний спектр на виході з реактора	Склад газу
4.	Флюоресценція, що збуджується лазером	Лазер, монохроматор-фотодетектор	Емісійний спектр, що збуджується лазером	Склад і температура газу, концентрація компонентів
5.	Мас-спектрометрія	Квадрупольний мас-спектрометр	Спектр мас	Склад газової суміші
6.	Ленгмюрівський зонд	Зонд, джерело живлення, спектрометр, термостат	Вольтамперні характеристики плазми	Щільність електронів та іонів, температура електронів
7.	Вимірювання з застосуванням пучків	Іонне джерело, кварцова мікровага, квадрупольний мас-спектрометр, оже-спектрометр, монохроматор-фотодетектор	Втрата чи приріст матеріалу, мас-спектр, енергія іонів, кут падіння пучка	Швидкість травлення, склад реагентів, енергія активації

Неможливо отримати повний опис хімічних і фізичних процесів у плазмі на основі застосування одного вибраного методу діагностування. В табл. 12.4 названо деякі діагностичні методи, вказано відповідне їм типове обладнання, його характеристики, а також параметри плазми.

Інформативність усіх методів в тій чи іншій мірі обмежена. Наприклад, емісійна спектроскопія дає інформацію тільки щодо тих молекул та атомів, які випромінюють світло після збудження тліючим розрядом. Однак не всі частинки в розряді випромінюють в діапазонах спектра, доступних для реєстрування. Щодо мас-спектрометричного визначення складу розряду, то в результаті хімічних реакцій, які відбуваються між газом розрядної камери та аналізатором, можуть мати місце суттєві спотворення відносних концентрацій компонентів. Власне через такі або подібні обмеження, властиві також іншим аналітичним методам, цілісна картина процесів, що відбуваються в плазмі, складається із суми результатів, отриманих різними діагностичними методами, які доповнюють один одного.

Однією з переваг плазмового травлення, яке являє собою важливий елемент субмікронної технології, є можливість детектування деяких параметрів плазми з метою визначення моменту завершення процесу. Безпосередне

**Табл. 12.5.** Емісійні лінії, за якими визначають момент закінчення травлення функціональних шарів технологічної САПР

№ п/п	Функціональний шар	Реагент	Випромінюючий компонент	Довжина хвилі, нм	Примітка
1.	Полікремній	SF <sub>6</sub> , CF <sub>4</sub> -O <sub>2</sub> , Cl <sub>2</sub> , CCl <sub>4</sub>	F (реагент), CO (продукт) SiCl (продукт)	704 298, 484, 500 287	Технологія формування розведення
2.	Нітрид кремнію (оксинітрид кремнію)	CF <sub>4</sub> -O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub> , CN(продукт) N <sub>2</sub> (продукт) F (реагент)	674 387 704	Технологія формування ізоляції, гетера
3.	Оксид кремнію	C <sub>2</sub> F <sub>6</sub> , CHF <sub>3</sub> , C <sub>3</sub> F <sub>8</sub>	CO (продукт)	484	Технологія формування маски для імплантаційних процесів
4.	Металеве розведення алюмінію і його сплавів, силіциди	Cl <sub>2</sub> , CCl <sub>4</sub> , BCl <sub>3</sub>	Al (продукт) AlCl (продукт) Cl <sub>2</sub> /CCl (реагент)	396 261 255	Технологія формування верхнього рівня розведення
5.	Резист	O <sub>2</sub> , H <sub>2</sub>	CO (продукт) OH (продукт) H (продукт, реагент) O (реагент)	298, 484 309 656 777, 843	Зняття фоторезисту, як маски для іонного легування

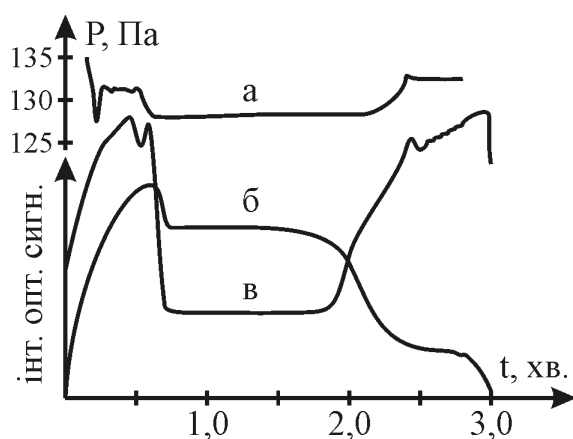


визначення моменту закінчення процесу особливо важливе для плазмового травлення, оскільки його селективність, зазвичай, поступається селективності рідинного травлення. Наприклад, плазмове травлення  $\text{SiO}_2$  відносно легованого кремнію чи полікремнію характеризується селективністю не вищою 15:1, тоді як рідинне травлення в розчині плавикової кислоти забезпечує яку завгодно високу селективність.

Методи визначення моменту закінчення процесу травлення в плазмі можна розділити на дві великі групи: 1) методи, які реєструють зміну деяких параметрів плазми під час процесу травлення; 2) методи, які базуються на змінах, що відбуваються на поверхні оброблюваної пластини. Кожна з цих груп методів має свої переваги та обмеження, через що не існує цілісної системи щодо вибору необхідного методу контролю процесу плазмохімічного оброблення. Тому завжди слід вибирати певний комплекс методів.

Насамперед розглянемо першу групу методів. Майже всі ранні діагностичні методи застосовували для визначення моменту закінчення процесу травлення, оскільки вони визначали якість формування топології структур ВІС. Однак найчастіше з цією метою реєстрували емісійні спектри, а саме емісійні смуги певних реагентів або продуктів реакції, які можуть свідчити про перебіг процесу травлення та момент його закінчення. В табл. 12.5 вказано деякі емісійні лінії, реєстрування яких визначає момент закінчення процесу травлення. Тут варто зауважити, що в деяких процесах можна реєструвати лінії як реагентів, так і продуктів реакції. Однак завжди, коли це можливо, бажано реєструвати спектр продуктів реакції, оскільки інтенсивність їхніх ліній суттєво змінюється на завершальній стадії травлення.

На рис. 12.23 подано графіки зміни інтенсивності деяких ліній, які спостерігаються під час травлення  $\text{Al}$  в суміші  $\text{BCl}_3$ ,  $\text{CHCl}_3$  та  $\text{H}_2$ . Лінія



**Рис. 12.23.** Травлення  $\text{Al}$  в плазмі хлору: а) зміна тиску в процесі травлення  $\text{Al}$  товщиною 1,2 мкм; б) зміна амплітуди емісійного піку  $\text{Al}$  при  $\lambda = 396$  нм; в) зміна емісійного піку  $\text{Cl}_2$  при  $\lambda = 255$  нм

396 нм, яка пов'язана з емісією атомів алюмінію, зростає за амплітудою в процесі травлення і через 2,5 хв спадає до початкового рівня. Випромінювання молекул  $\text{Cl}_2$  ( $\lambda = 255$  нм), навпаки, різко спадає на початку травлення та повертається до початкової інтенсивності після закінчення травлення. В цьому випадку для визначення моменту закінчення травлення можна використовувати випромінювання як реагенту  $\text{Cl}_2$ , так і  $\text{Al}$ , який є продуктом реакції. Якщо необхідно травити алюмінієвий сплав чи силіцид, то додатково можна використовувати спектр рідкісноземельних чи тугоплавких металів.

Одним із обмежень застосування оптичної спектроскопії є відсутність

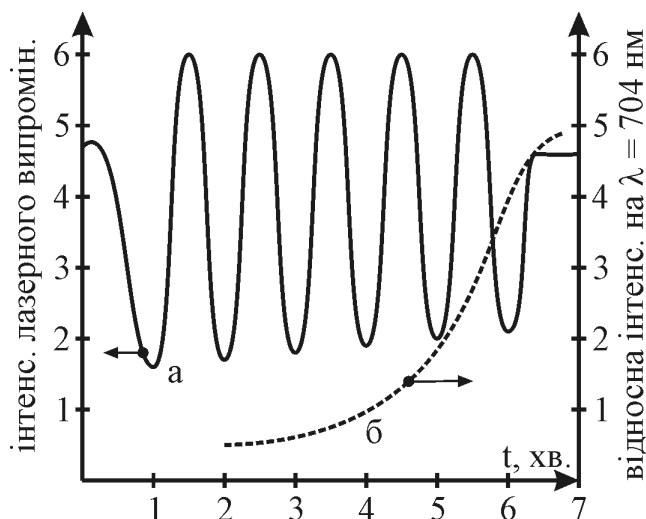
придатних для реєстрування ліній випромінювання деяких компонентів. Ті компоненти, для яких такі лінії існують, наведені в табл. 12.5. Друге обмеження емісійної діагностики пов'язане з необхідністю захисту фотодетектора від кімнатного світла (в приміщенні). Якщо реєструють світло з довжиною хвилі меншою 320 нм, то вже необхідна кварцова оптика. Третє обмеження пов'язане зі складністю визначення моменту завершення процесу травлення чи профілювання контактних вікон розміром меншим  $1 \times 1$  мкм, оскільки площа контактів становить лише  $1,7 \div 2,5\%$  всієї площі пластини. Всі ці проблеми тепер вирішують за допомогою комп'ютерних методів реєстрування та відповідних прикладних програм опрацювання даних.

Одним із простих та ефективних методів визначення моменту закінчення травлення є реєстрування зміни тиску в реакційній камері. Такий метод особливо зручний тому, що всі плазмові реактори обладнані тим чи іншим пристроєм для вимірювання тиску під час травлення. На рис. 12.23 показано зміну тиску та зміну інтенсивності випромінювання Al та  $\text{Cl}_2$  під час травлення Al. Співставлення цих залежностей переконливо свідчить про те, що момент завершення процесу травлення є достатньо керованим для забезпечення топологічних розмірів елементів згідно конструктивно-топологічних обмежень проектних норм.

Ще одним із способів визначення моменту закінчення процесу травлення є реєстрування ступеня розлаштування навантаження, тобто в цьому випадку реєструється зміна імпедансу плазми. Таке явище спостерігається в процесах плазмохімічного травлення Al,  $\text{Si}_3\text{N}_4$  і полікремнію, а також інших діелектричних та металевих шарів. Цей метод легко піддається автоматизації з використанням комп'ютерних засобів.

Розглянемо тепер другу групу методів визначення моменту закінчення процесу плазмового травлення, яка ґрунтується на контролі за властивостями поверхні тестової пластини, а не плазми. Найпоширенішим методом цієї групи є реєстрування лазерного випромінювання, відбитого поверхнею взірця-пластини, яка підлягає плазмовому травленню.

Цей метод відноситься до тестових і полягає в реєструванні лазерного променя, відбитого від поверхні пластини з функціональним шаром, який травиться за допомогою плазми. У випадку травлення металевих плівок завершення процесу травлення супроводжується зміною відбивної здатності поверхні, яку контролюють за допомогою спеціальних міток суміщення в проекційній чи контактній літографії. В процесі травлення прозорих діелектричних плівок спостерігається періодична зміна інтенсивності відбитого світла, пов'язана з інтерференцією променів, відбитих від поверхні плівки та підкладки. Рис. 12.24 демонструє періодичну залежність, яка спостерігалась під час травлення плівки легованого полікремнію на  $\text{SiO}_2$ . Періодичність зміни відбитого сигналу (рис. 12.24, а) можна також використати для контролю швидкості травлення плазмового процесу, причому за стабільністю періоду коливальних можна визначати зміну швидкості травлення в реальному масштабі часу. Такий метод застосовний для всіх без винятку плівок.



**Рис. 12.24.** Порівняння сигналів для визначення моменту закінчення процесу травлення полі-Si в плазмі  $\text{CF}_4\text{-O}_2$ : а) методом лазерної інтерферометрії; б) за сигналом випромінювання атомів фтору при  $\lambda = 704 \text{ нм}$

Зміна коефіцієнта відбиття від поверхні під час травлення металевих плівок Al, Ti, Ta, Mo, W вказує на завершення процесу плазмового травлення, а періодичний сигнал від діелектричної плівки свідчить про необхідність його продовження. Така лазерна інтерферометрія широко використовується для регулювання процесу травлення рельєфу чи профілювання вікон на підкладках без стоп-шару. При цьому сам рельєф відіграє роль інтерференційної ґратки, а точність визначення глибини травлення становить  $1 \div 3\%$ . Використовуючи спеціальні тестові структури, також можна визначати з високою точністю (до  $1\%$ ) ступінь анізотропності процесу.

Отже, в цьому розділі досліджено фізико-технологічні особливості плазмових процесів травлення та осадження функціональних шарів структур ВІС з використанням НВЧ реакторів електронно-циклотронного резонансу, розглянуто сучасні конструкції реакторів НВЧ-оброблення структур ВІС для травлення та осадження шаруватих структур (надґраток), а також встановлено критерії діагностування плазми та визначення моменту закінчення процесів травлення чи осадження на основі їх комп'ютерного моделювання.

На завершення слід відмітити, що широке впровадження технологій НВЧ-плазмового оброблення поверхні виробів електронної техніки зумовлені, насамперед, тим, що всім, реалізованим на їхній основі процесам, притаманні висока енергетична ефективність, селективність, висока швидкість та продуктивність. Важливим чинником також є те, що достатньо легко вдається забезпечити оптимальні для здійснення плазмових процесів параметри НВЧ-плазми, такі як: ступінь іонізації, температура електронів та питомий енерговнесок.

## **Розділ 13. РЕЛАКСАЦІЙНА СПЕКТРОСКОПІЯ ГЛИБОКИХ РІВНІВ**

У сучасній технології суб- і наноструктур для дослідження дефектоутворення в напівпровідникових технологічних шарах, зумовленого в тому числі імплантаційним обробленням, широко застосовують методи релаксаційної (нестационарної) спектроскопії (РС). Вони полягають у вимірюванні параметрів перехідного (релаксаційного) процесу зміни в часі зарядового стану глибоких електронних та діркових пасток у досліджуваному матеріалі після дії імпульсів напруги чи світла. Методи РС дозволяють визначати енергію активації (іонізації) таких пасток, переріз захоплення ними основних і неосновних зарядів, а також отримувати інформацію щодо спектральної густини та просторового розміщення перезаряджуваних центрів. Найпоширенішим релаксаційним методом дослідження напівпровідникових структур є метод ємнісної РС та його різноманітні модифікації.

Вибір конкретного методу РС визначається параметрами досліджуваних структур. Однією з переваг методу зарядової РС, на відміну від ємнісної РС, є можливість дослідження структур, ВЧ-ємність яких не залежить від зарядового стану об'ємних пасток і поверхневих станів. Така ситуація характерна, наприклад, для гетероструктур з товщиною напівпровідникових шарів, меншою тієї, яка необхідна для формування збідненого шару, або ж у випадку закріплення рівня Фермі на межі розділу діелектрик-напівпровідник. У цьому розділі розглянуто фізичні нестационарні (релаксаційні) процеси, що відбуваються в напівпровідникових структурах, підданих короткочасному електричному, оптичному чи іншому впливу, та які є об'єктом релаксаційної спектроскопії.

### **13.1. Ємнісна релаксаційна спектрометрія глибоких рівнів як метод визначення характеристик пасток у напівпровідниках**

Цей метод належить до високоефективного інструменту для електрофізичного діагностування напівпровідникових матеріалів, зокрема шаруватих наноструктур, з яких формують резонансно-тунельні транзистори, діоди та тонкоплівкові сонячні елементи.

Існує ряд методів, призначених для вивчення властивостей безвиpromінювальних центрів, наприклад, метод термостимульованої ємності (англ.: Thermally Stimulated Capacitance, TSCAP). Вони полягають у спостереженні за зміною зарядового стану таких центрів та можуть використовувати або ємність р-n-переходу чи бар'єра Шотткі, або струми, що виникають у процесі перезаряджання цих центрів. Однак такі методи або не мають достатньої чутливості та експресності, або не охоплюють енергетичний інтервал глибин спостережуваних пасток, або ж не мають спектроскопічного характеру.

Метод ємнісної нестационарної спектроскопії глибоких рівнів, (англ.: Capacitance Deep Level Transient Spectroscopy, C-DLTS) має унікальні властивості для дослідження пасток у широкому інтервалі енергій. Він полягає у вимірюванні релаксаційної високочастотної ємності бар'єрних структур, сканованої в широкому температурному діапазоні, та має значні

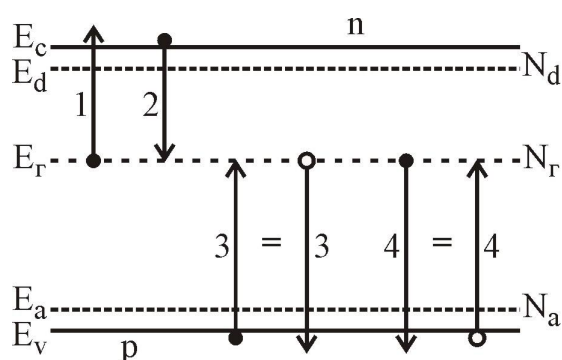
переваги перед методом термостимульованого струму (англ.: Thermally Stimulated Current, TSC) в силу вищої захищеності від шумів та струмів втрат через поверхневі канали рекомбінації, а також завдяки тому, що він дозволяє розрізняти пастки основних і неосновних носіїв заряду. Крім того, метод ЄСГР також має значно вищі граничну чутливість та інтервал спостереження глибин залягання пасток порівняно з методом термостимульованої ємності.

Релаксація ємності пов'язана з поверненням до термічної рівноважної заселеності глибокого рівня з нерівноважного стану, в який цей рівень переходить під дією стимулюючого імпульсу. Вимірюючи час релаксації (сталу релаксації) як функцію температури, можна визначити енергію іонізації рівня, тобто його положення в забороненій зоні напівпровідника. Початкова величина сигналу релаксації залежить від концентрації пасток. В якості стимулюючого імпульсу до досліджуваного взірця використовують один або декілька імпульсів напруги чи світла, залежно від різновиду методу C-DLTS.

Наявність пастки проявляється у вигляді додатного або від'ємного піка на тлі нульового рівня під час температурного сканування. Висота піка пропорційна концентрації пастки, а його знак вказує на відповідність пастки основним чи неосновним носіям заряду. Положення піка однозначно визначається вибором стробуючих імпульсів (моментів фіксування відліку) інтегратора та властивостями термічної емісії відповідної пастки.

### 13.2. Статистика рекомбінації Холла-Шоклі-Ріда

Розглянемо спрощену модель Холла-Шоклі-Ріда, яка описує рекомбінацію електронів та дірок з участю глибоких рівнів. Вважатимемо, що напівпровідник (рис. 13.1), крім мілких донорів та акцепторів, містить також глибокі центри з концентрацією  $N_T$ , яким відповідає єдиний глибокий рівень у забороненій зоні з енергією  $E_T$ . Такі глибокі центри можуть бути атомами домішки чи дефектами кристалічної ґратки: вакансіями, міжвузловими атомами тощо. Також вважатимемо, що кожен глибокий центр може захопити або віддати (емітувати) тільки один електрон, тобто є однозарядним. Захоплення та емісія електронів глибоким рівнем може одночасно відбуватися з участю зони провідності,



**Рис. 13.1.** Процеси, що відповідають за заповнення глибокого рівня електронами

валентної зони, а також мілких донорних і акцепторних рівнів. Однак внаслідок значної (порівняно зі сталою ґратки) відстані між глибокими центрами та атомами мілкої домішки імовірність обміну електронами між ними є вкрай низька, і нею можна знехтувати. Емісію електронів у валентну зону доцільніше розглядати як захоплення дірок з неї глибоким рівнем. Аналогічно захоплення електронів з валентної зони еквівалентне емісії дірок з глибокого рівня в цю

зону. Таким чином, імовірність  $f$  ( $0 \leq f \leq 1$ ) заповнення глибокого рівня електронами залежить від чотирьох взаємоконкуруючих процесів (рис. 13.1), кожен з яких характеризується власною швидкістю (коефіцієнтом):

- 1) емісія електрона з глибокого рівня в зону провідності;
- 2) захоплення глибоким рівнем електрона із зони провідності;
- 3) емісія дірки з глибокого рівня у валентну зону;
- 4) захоплення глибоким рівнем дірки з валентної зони.

Кількість електронів, які захоплюються глибоким рівнем із зони провідності, пропорційна концентрації  $n$  електронів у цій зоні та кількості вільних (незаповнених) глибоких центрів  $N_T(1 - f)$ , і становить  $\gamma_n n N_T(1 - f)$ , де  $\gamma_n$  – коефіцієнт пропорційності, який називається коефіцієнтом захоплення електрона. При цьому величина  $c_n = \gamma_n n$ , яка не залежить від концентрації глибоких центрів та імовірності їх заповнення, називається швидкістю захоплення електронів глибоким рівнем і має розмірність  $[c^{-1}]$ .

Кількість електронів, які емітуються з глибокого рівня в зону провідності, пропорційна кількості заповнених електронами глибоких центрів:  $e_n N_T f$ , де  $e_n$  – коефіцієнт пропорційності розмірністю  $[c^{-1}]$ , який називається швидкістю емісії електронів і який можна визначити з умов термічної рівноваги. В рівноважному стані кількість електронів у зоні провідності незмінна, тобто кількість захоплених із зони та емітованих в неї електронів однакова:

$$\gamma_n n_0 \cdot N_T(1 - f_0) = e_n N_T f_0, \quad (13.1)$$

де  $f_0$  – рівноважне значення  $f$ , яке описується за допомогою функції Фермі:

$$f_0 = \frac{1}{1 + \exp[(E_T - E_F)/kT]}. \quad (13.2)$$

Тоді

$$\begin{aligned} e_n &= \gamma_n n_0 \frac{1 - f_0}{f_0} = \gamma_n n_0 \cdot \exp\left[\frac{E_T - E_F}{kT}\right] = \gamma_n n_0 \cdot \exp\left[\frac{E_c - E_F}{kT} - \frac{E_c - E_T}{kT}\right] = \\ &= \gamma_n N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_T}{kT}\right] = \gamma_n n_1, \end{aligned} \quad (13.3)$$

де  $N_c$  – ефективна густина станів у зоні провідності,  $E_F$ ,  $E_c$  – енергії Фермі та нижнього краю зони провідності відповідно,  $n_1$  – рівноважна концентрація електронів у зоні провідності, якщо рівень Фермі збігається з глибоким рівнем  $E_T$ :

$$n_1 = N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_T}{kT}\right]. \quad (13.4)$$

З урахуванням (13.3) швидкість зміни концентрації електронів на глибокому рівні  $E_T$  внаслідок обміну між цим рівнем та зоною провідності становить

$$\left(\frac{dn_T}{dt}\right)_c = \gamma_n n \cdot N_T(1 - f) - e_n N_T f = \gamma_n N_T [n(1 - f) - n_1 f]. \quad (13.5)$$

Розглянемо тепер процеси обміну електронами між глибоким рівнем та валентною зоною, які описуються подібними до (13.1) – (13.5) співвідно-

шеннями. Кількість дірок, захоплених глибоким рівнем з валентної зони (електронів, емітованих у валентну зону), пропорційна концентрації  $p$  дірок у цій зоні та кількості заповнених електронами (незаповнених дірками) глибоких центрів  $N_{\Gamma}f$  і становить  $\gamma_p p N_{\Gamma}f$ , де  $\gamma_p$  – коефіцієнт захоплення дірки. Величина  $c_p = \gamma_p p$  розмірністю  $[c^{-1}]$ , яка не залежить від концентрації глибоких центрів та імовірності їх заповнення, називається швидкістю захоплення дірок глибоким рівнем. Кількість дірок, які емітуються з глибокого рівня у валентну зону, пропорційна кількості незаповнених електронами глибоких центрів:  $e_p N_{\Gamma}(1-f)$ , де коефіцієнт пропорційності  $e_p$  розмірністю  $[c^{-1}]$ , який називається швидкістю емісії дірок, визначають з умов термічної рівноваги. Оскільки кількість дірок у валентній зоні за таких умов незмінна, то

$$\gamma_p p_0 \cdot N_{\Gamma} f_0 = e_p N_{\Gamma} (1 - f_0). \quad (13.6)$$

Враховуючи (13.2), отримуємо аналогічне (13.3) співвідношення:

$$\begin{aligned} e_p = \gamma_p p_0 \frac{f_0}{1 - f_0} &= \gamma_p p_0 \cdot \exp\left[-\frac{E_{\Gamma} - E_F}{kT}\right] = \gamma_p p_0 \cdot \exp\left[\frac{E_F - E_v}{kT} - \frac{E_{\Gamma} - E_v}{kT}\right] = \\ &= \gamma_p N_v \exp\left[-\frac{E_{\Gamma} - E_v}{kT}\right] = \gamma_p p_1, \end{aligned} \quad (13.7)$$

де  $N_v$  – ефективна густина станів у валентній зоні,  $E_v$  – енергія верхнього краю валентної зони,  $p_1$  – рівноважна концентрація дірок у цій зоні провідності, якщо рівень Фермі збігається з глибоким рівнем  $E_{\Gamma}$ :

$$p_1 = N_v \exp\left[-\frac{E_{\Gamma} - E_v}{kT}\right]. \quad (13.8)$$

Таким чином, швидкість зміни концентрації електронів на глибокому рівні  $E_{\Gamma}$  внаслідок обміну між цим рівнем та валентною зоною становить:

$$\left(\frac{dn_{\Gamma}}{dt}\right)_v = e_p N_{\Gamma}(1-f) - \gamma_p p \cdot N_{\Gamma}f = \gamma_p N_{\Gamma}[p_1(1-f) - pf]. \quad (13.9)$$

Тоді повна швидкість зміни заповнення глибокого рівня електронами становитиме суму (13.5) та (13.9):

$$\frac{dn_{\Gamma}}{dt} = \left(\frac{dn_{\Gamma}}{dt}\right)_c + \left(\frac{dn_{\Gamma}}{dt}\right)_v = \gamma_n N_{\Gamma}[n(1-f) - n_1 f] + \gamma_p N_{\Gamma}[p_1(1-f) - pf]. \quad (13.10)$$

Якщо заселеність глибокого рівня електронами незмінна, тобто  $dn_{\Gamma}/dt = 0$ , то з (13.10) отримуємо, що стаціонарна концентрація електронів на глибокому рівні описується формулою:

$$\begin{aligned} n_{\Gamma,ст} &= N_{\Gamma} \cdot f_{ст} = N_{\Gamma} \cdot \frac{\gamma_n n_{ст} + \gamma_p p_1}{\gamma_n (n_{ст} + n_1) + \gamma_p (p_{ст} + p_1)} = \\ &= N_{\Gamma} \cdot \frac{c_{n,ст} + e_p}{(c_{n,ст} + c_{p,ст}) + (e_n + e_p)} \end{aligned} \quad (13.11)$$

і залежить від стаціонарних (рівноважних) концентрацій електронів ( $n_{ст}$ ) та дірок ( $p_{ст}$ ) у зоні провідності та валентній зоні відповідно.

Рівняння (13.11) універсальне і годиться для опису заповнення електро-

нами (дірками) глибокого рівня у довільному напівпровіднику, однак на практиці рідко трапляються випадки, коли всі величини  $c_{n,ст}$ ,  $c_{p,ст}$ ,  $e_n$ , та  $e_p$  одного порядку. (Така ситуація можлива у власному напівпровіднику, в якому глибокий рівень розташовується поблизу рівня Фермі, тобто посередині забороненої зони).

У напівпровідниках n-типу концентрація електронів (основних носіїв заряду) в зоні провідності набагато вища, ніж концентрація дірок (неосновних носіїв) у валентній зоні:  $n_{ст} \gg p_{ст}$ . При цьому також  $n_{ст} \gg n_1$  та  $n_{ст} \gg p_1$ , тобто швидкість захоплення електронів глибоким рівнем із зони провідності  $c_{n,ст}$  набагато перевищує за величиною  $c_{p,ст}$ ,  $e_n$ , та  $e_p$ . Тоді, згідно з (13.11), такий глибокий рівень повністю заповнений електронами. Якщо глибокий центр є акцептором, то він заповнюється електронами із зони провідності, компенсуючи мілку донорну домішку. Такі пастки акцепторної ("діркової") природи прийнято називати **дірковими пастками**, незважаючи на те, що вони фактично є пастками для електронів. Якщо ж глибокий центр проявляє донорні властивості, то він уже заповнений електронами і не впливає (за умов низьких температур) на загальну концентрацію електронів у зоні провідності.

В напівпровідниках p-типу, навпаки, концентрація дірок у валентній зоні значно перевищує концентрацію електронів:  $p_{ст} \gg n_{ст}$ . Для такого напівпровідника заповнення глибокого рівня електронами визначається винятково швидкістю захоплення дірок з валентної зони  $c_{p,ст}$ , а величини  $c_{n,ст}$ ,  $e_n$ , та  $e_p$  є набагато меншими. В цьому випадку глибокий рівень повністю незаповнений електронами (заповнений дірками). Глибокі центри донорної природи (так звані **електронні пастки**) в напівпровіднику p-типу компенсують мілкі акцептори, а глибокі акцептори практично не впливають на концентрацію дірок у валентній зоні (за низьких температур).

В шарі просторового заряду (в збідненому шарі) p-n-переходу чи контакту метал-напівпровідник концентрація вільних носіїв заряду низька і набагато нижча їхніх рівноважних концентрацій, тобто  $n_{ст} \ll n_1$  та  $p_{ст} \ll p_1$ . При цьому в межах практично всього збідненого шару також  $n_{ст} \ll p_1$ , тобто заповнення глибокого рівня електронами відбувається внаслідок емісії дірок у валентну зону ( $c_{n,ст} \ll e_p$ ). Для напівпровідника, що перебуває за таких умов, із (13.9) отримуємо:

$$n_{г,ст} = N_g \cdot \frac{\gamma_p p_1}{\gamma_n n_1 + \gamma_p p_1} = N_g \cdot \frac{e_p}{e_n + e_p}. \quad (13.12)$$

Внаслідок експоненційної залежності  $n_1$  та  $p_1$  від енергії глибокого рівня  $E_g$  (див. (13.4) та (13.8)) ці величини зазвичай сильно відрізняються між собою. Дійсно, поділивши (13.3) на (13.6), отримуємо:

$$\begin{aligned} \frac{e_n}{e_p} &= \frac{\gamma_n n_1}{\gamma_p p_1} = \frac{\gamma_n N_c}{\gamma_p N_v} \cdot \exp\left[-\frac{E_c - E_g}{kT} + \frac{E_g - E_v}{kT}\right] = \\ &= \frac{\gamma_n N_c}{\gamma_p N_v} \cdot \exp\left[\frac{(E_c - E_v) - 2(E_c - E_g)}{kT}\right]. \end{aligned} \quad (13.13)$$



Тут величина  $(E_c - E_v) - 2(E_c - E_T) = 2[(E_c - E_v)/2 - (E_c - E_T)]$  фактично означає подвійну енергетичну відстань глибокого рівня від середини забороненої зони. Оскільки ефективні густини станів у зоні провідності та валентній зоні напівпровідника мало відрізняються між собою, зокрема для кремнію  $N_c/N_v \approx 2,5$ , то з (13.11) виходить, що для глибокого рівня, розташованого вище середини забороненої зони всього на  $4 \div 5$  kT ( $\approx 0,1$  eV за температури 300 K), виконується нерівність  $\gamma_p p_1 \ll \gamma_n n_1$  ( $e_p \ll e_n$ ) за умови, що  $\gamma_p$  та  $\gamma_n$  не надто відрізняються між собою.

Тоді згідно з (13.12) виходить, що такий глибокий рівень  $E_T$  практично незаповнений електронами. Аналогічно глибокий рівень, розташований у нижній половині забороненої зони, фактично повністю заповнений електронами, оскільки для нього  $\gamma_p p_1 \gg \gamma_n n_1$  ( $e_p \gg e_n$ ). (Насправді ж, як буде показано далі в п. 13.5, в р-п-переході чи бар'єрі Шотткі заповнення глибокого рівня визначається співвідношенням між його енергією та енергією квазірівнів Фермі електронів і дірок). Така особливість заповнення глибоких рівнів електронами значно спрощує аналіз експериментальних даних і може бути використана для класифікації глибоких рівнів як пасток основних чи неосновних носіїв заряду. Електронні пастки (основних носіїв заряду в напівпровіднику n-типу та неосновних – у напівпровіднику p-типу) здебільшого розташовуються у верхній половині забороненої зони, тоді як діркові пастки (неосновних носіїв заряду в напівпровіднику n-типу та основних – у напівпровіднику p-типу) – у нижній половині.

### 13.3. Нестационарні процеси з участю глибоких рівнів

Розглянемо тепер перехідні процеси заповнення електронами глибокого рівня  $E_T$ , які виникають внаслідок інжекції основних чи неосновних носіїв заряду в збіднений шар. Таку інжекцію можна забезпечити раптовою зміною напруги, прикладеної до р-п-переходу (бар'єра Шотткі) чи освітлення збідненого шару квантами світла з відповідною довжиною хвилі. Підставивши в (13.10)  $n = n_{ст} + \Delta n$ ,  $p = p_{ст} + \Delta p$ ,  $f = f_{ст} + \Delta f$ ,  $\Delta n_T = N_T \Delta f$  та врахувавши (13.11), отримуємо:

$$\begin{aligned} \frac{d(\Delta n_T)}{dt} = & -[\gamma_n (n_{ст} + n_1) + \gamma_p (p_{ст} + p_1)] \cdot \Delta n_T + \gamma_n N_T (1 - f_{ст}) \cdot \Delta n - \\ & - \gamma_p N_T f_{ст} \Delta p - (\gamma_n \Delta n + \gamma_p \Delta p) \cdot \Delta n_T. \end{aligned} \quad (13.14)$$

Тут останнім членом рівняння можна знехтувати, оскільки він набагато менший (другого порядку малості) від інших. Якщо врахувати також, що внаслідок сильного електричного поля в шарі р-п-переходу стаціонарні концентрації електронів у зоні провідності та дірок у валентній зоні зазвичай встановлюються набагато швидше, ніж стаціонарна концентрація електронів на глибокому рівні, то також можна знехтувати другим та третім членом (13.14). Таким чином, зміна заповнення глибокого рівня відбуватиметься за законом

$$\frac{d(\Delta n_T)}{\Delta n_T} = -[\gamma_n (n_{ст} + n_1) + \gamma_p (p_{ст} + p_1)] \cdot dt. \quad (13.15)$$

Це означає, що стаціонарна концентрація електронів на глибокому рівні встановлюється за експоненціальним законом зі сталою часу

$$\tau = \frac{1}{\gamma_n(n_{ct} + n_1) + \gamma_p(p_{ct} + p_1)}, \quad (13.16)$$

яку називають часом релаксації заповнення глибокого рівня  $E_T$ .

Величина  $\tau$  не залежить від початкового заповнення та концентрації глибоких пасток, однак є функцією стаціонарних концентрацій основних та неосновних зарядів  $n_{ct}$  і  $p_{ct}$ , які в свою чергу залежать від потенціалу координати в шарі просторового заряду. Як було зазначено вище, в збідненому шарі р-п переходу (бар'єра Шотткі) концентрація вільних носіїв заряду набагато нижча їхніх рівноважних концентрацій, тобто  $n_{ct} \ll n_1$  та  $p_{ct} \ll p_1$ . Тому для збідненого шару (13.16) набуває вигляду:

$$\tau = \frac{1}{\gamma_n n_1 + \gamma_p p_1} = \frac{1}{e_n + e_p}. \quad (13.17)$$

Якщо ж врахувати той факт, що для більшості електронних пасток  $e_n \gg e_p$ , а для більшості діркових –  $e_p \gg e_n$ , то час релаксації глибоких рівнів, що відповідають вказаним пасткам, становить  $\tau_n = (e_n)^{-1}$  та  $\tau_p = (e_p)^{-1}$  відповідно.

Після подання на р-п перехід (бар'єр Шотткі) збіднюючої напруги електрони емітуються глибокими пастками зі сталою часу  $\tau_n = (\gamma_n n_1)^{-1}$  (дірки – зі сталою часу  $\tau_p = (\gamma_p p_1)^{-1}$ ) та швидко видаляються електричним полем з шару просторового заряду. При цьому в збідненому шарі густина просторового заряду зростає з часом за рахунок іонізації глибоких пасток.

Коефіцієнти захоплення електронів  $\gamma_n$  і дірок  $\gamma_p$ , які визначають сталу релаксації заповнення глибокого рівня, в свою чергу залежать від перерізів захоплення електронів  $\sigma_n$  і дірок  $\sigma_p$  глибоким центром та середньої теплової швидкості відповідних носіїв заряду:

$$\gamma_n = \sigma_n \bar{v}_n \quad \text{та} \quad \gamma_p = \sigma_p \bar{v}_p, \quad (13.18)$$

де

$$\bar{v}_n = \left( \frac{8kT}{\pi \cdot (m^*)_n} \right)^{1/2}, \quad \bar{v}_p = \left( \frac{8kT}{\pi \cdot (m^*)_p} \right)^{1/2}. \quad (13.19)$$

Як було показано вище, швидкості емісії електронів  $e_n = \gamma_n n_1$  та дірок  $e_p = \gamma_p p_1$  обчислюють відповідно до (13.3) та (13.7). Підставляючи вказані величини у вирази для сталої релаксації з урахуванням (13.18) та (13.19), а також відомих виразів для ефективних густин станів  $N_c$  та  $N_v$  у відповідних зонах:

$$N_c = \frac{2[2\pi(m^*)_n kT]^{3/2}}{h^3}, \quad N_v = \frac{2[2\pi(m^*)_p kT]^{3/2}}{h^3} \quad (13.20)$$

отримаємо:

$$\begin{aligned} \tau_n &= (e_n)^{-1} = (\gamma_n n_1)^{-1} = (\sigma_n \bar{v}_n N_c)^{-1} \exp[(E_c - E_T)/kT] = \\ &= (\sigma_n b_n T^2)^{-1} \exp[(E_c - E_T)/kT] \end{aligned} \quad (13.21)$$

та

$$\begin{aligned}\tau_p = (e_p)^{-1} &= (\gamma_p p_1)^{-1} = (\sigma_p \bar{v}_p N_v)^{-1} \exp[(E_r - E_v) / kT] =, \\ &= (\sigma_p b_p T^2)^{-1} \exp[(E_r - E_v) / kT],\end{aligned}\quad (13.22)$$

де коефіцієнти  $b_n$  та  $b_p$

$$b_n = \frac{16\pi \cdot (m^*)_n k^2}{h^3}, \quad b_p = \frac{16\pi \cdot (m^*)_p k^2}{h^3} \quad (13.23)$$

є константами досліджуваного напівпровідника.

Практично всі релаксаційні методи досліджень глибоких рівнів використовують співвідношення (13.21) та (13.22) для визначення енергії іонізації та перерізу захоплення відповідного носія заряду. Якщо вважати, що переріз захоплення не залежить від температури, то з (13.21) для електронних пасток отримуємо:

$$\ln(\tau_n T^2) = -\ln(\sigma_n b_n) + \frac{E_c - E_r}{kT}. \quad (13.24)$$

Це означає, що графік залежності  $\ln(\tau_n T^2)$  від  $1/T$  (Arrhenius plot) є пряма лінія, тангенс кута нахилу якої до осі абсцис є енергією залягання глибокого рівня відносно нижнього краю зони провідності  $E_c - E_r$ , а точка перетину з віссю ординат дозволяє визначити переріз захоплення електрона:

$$\sigma_n = \frac{1}{\tau_n T^2 b_n}. \quad (13.25)$$

В аналогічний спосіб з (13.22) отримуємо подібне співвідношення для діркових пасток:

$$\ln(\tau_p T^2) = -\ln(\sigma_p b_p) + \frac{E_r - E_v}{kT}, \quad (13.26)$$

однак енергія глибокого рівня відрховуватиметься вже від верхнього краю валентної зони:  $E_r - E_v$ .

Таким чином, спостерігаючи повернення заповнення глибокого рівня (тобто концентрації  $n_r$ ) до стаціонарного значення, можна визначити основні параметри глибоких центрів. Сталу  $\tau$  такої релаксації можна отримати шляхом вимірювання одного з двох фізичних параметрів р-п-переходу: його ємності або струму, що протікає внаслідок зміни зарядового стану пасток. Релаксація ємності використовується в ємнісній спектроскопії глибоких рівнів (C-DLTS), а релаксація струму (заряду) – в зарядовій спектроскопії глибоких рівнів (Q-DLTS). Насамперед розглянемо метод релаксації ємності.

#### 13.4. Вплив релаксаційних процесів на ємність р-п-переходу

Ємність р-п-переходу визначається його площею  $S$  та товщиною шару просторового заряду  $W$ :

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 \cdot S}{W}, \quad (13.27)$$

де  $\epsilon \epsilon_0$  – абсолютна діелектрична проникність напівпровідника. В свою чергу товщина шару просторового заряду залежить від повної концентрації  $(N_i)_n$  та  $(N_i)_p$  іонізованої домішки в n- та p-областях відповідно, а також від

прикладеної до р-п-переходу напруги  $U$  (пряма напруга додатна, зворотна – від'ємна):

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(U_k - U)}{q} \cdot \left( \frac{1}{(N_i)_n} + \frac{1}{(N_i)_p} \right)}, \quad (13.28)$$

де  $U_k$  – контактна різниця потенціалів,  $q$  – заряд електрона. Очевидно, що будь-яке зростання концентрації іонізованої домішки в п- чи р-області призводитиме до зменшення товщини  $W$  та відповідно до збільшення ємності р-п-переходу.

Повна концентрація іонізованої домішки в кожній з областей р-п-переходу визначається сумарною концентрацією іонізованих донорів і акцепторів як мілких, так і глибоких:

$$N_i = |N_{д.м} - N_{а.м} + (N_{д.г})_i - (N_{а.г})_i|, \quad (13.29)$$

де  $(N_{д.г})_i = N_{д.г} \cdot (1 - f_d)$  та  $(N_{а.г})_i = N_{а.г} \cdot f_a$ , тобто іонізована донорна глибока домішка незаповнена електронами, а іонізована акцепторна глибока домішка, навпаки, незаповнена дірками. Знак модуля відображає той факт, що загальна концентрація  $N_i$  не може бути від'ємним числом. Оскільки мілкі донорні та акцепторні домішки в напівпровіднику повністю іонізовані, то характер зміни ємності після імпульсу основних чи неосновних зарядів фактично визначається зміною заповнення глибокого рівня.

В напівпровіднику п-типу  $N_{д.м} \gg N_{а.м}$ . Тому захоплення основних носіїв заряду (електронів) глибоким рівнем призводить до зменшення концентрації іонізованої домішки незалежно від того, донорний цей рівень чи акцепторний. У цьому випадку спостерігається зменшення ємності р-п-переходу (бар'єра Шотткі). Захоплення неосновних носіїв заряду (дірок), навпаки, призводить до підвищення концентрації іонізованої домішки, тому ємність р-п-переходу зростатиме.

В напівпровіднику р-типу  $N_{д.м} \ll N_{а.м}$ . Основні носії заряду – дірки. Однак і в цьому випадку захоплення основних носіїв глибоким рівнем також матиме той же ефект: сумарна концентрація іонізованої домішки (мілкої акцепторної та глибокої донорної чи акцепторної) буде зменшуватися, що призводитиме до зменшення ємності р-п-переходу. Аналогічно захоплення електронів (неосновних носіїв заряду) завжди супроводжуватиметься збільшенням ємності р-п-переходу.

Якщо в р- та п-областях р-п-переходу містяться глибокі центри одного виду, яким відповідає єдиний глибокий рівень, то в одній області ці центри є пастками основних носіїв заряду, а в іншій – неосновних. Це означає, що відповідні цим областям внески в зміну ємності р-п-переходу матимуть різний знак та компенсуватимуть один одного. Насправді ж, внаслідок різного початкового заповнення глибокого рівня в п- та р-області, зумовленого імпульсом інжекції, основний внесок у зміну ємності р-п-переходу даватиме тільки одна область: п – для електронних пасток та р – для діркових. З огляду на це для дослідження релаксації ємності використовують не р-п-переходи, а контакти метал-напівпровідник (бар'єри Шотткі) або ж абсолютно несимет-

ричні р-n-переходи, так звані  $p^+-n^-$  чи  $n^+-p^-$ -діоди. Для таких структур у (13.28) слід знехтувати одним із доданків  $(N_i)_n$  або  $(N_i)_p$ , тому ємність бар'єра Шотткі чи несиметричного діода визначатиметься формулою:

$$C = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_i}{2(U_K - U)}}. \quad (13.30)$$

Згідно з (13.29) у довільний момент часу повну концентрацію іонізованих центрів одного виду в збідненому шарі можна записати як

$$N_i = N_M \pm n_r(t), \quad (13.31)$$

де  $n_r(t)$  – кількість електронів на глибокому рівні в момент часу  $t$ ; знак "-" відноситься до напівпровідника n-типу, а знак "+" – до р-типу, тобто електрони є основними чи неосновними носіями заряду відповідно;  $N_M$  – сумарна компенсована мілка домішка, яка у випадку донорних глибоких рівнів рівна  $|N_{д.м} - N_{а.м} + N_{д.г}|$ , а у випадку акцепторних становить величину  $|N_{д.м} - N_{а.м}|$ . Тоді вираз для зміни в часі ємності несиметричного р-n-переходу чи бар'єра Шотткі матиме вигляд:

$$\begin{aligned} C(t) &= S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 [N_M \pm n_r(t)]}{2(U_K - U)}} = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 [N_M \pm n_r(\infty)]}{2(U_K - U)}} \cdot \frac{N_M \pm n_r(t)}{N_M \pm n_r(\infty)} = \\ &= C(\infty) \cdot \left( 1 \pm \frac{n_r(t) - n_r(\infty)}{N_M \pm n_r(\infty)} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (13.32)$$

де

$$C(\infty) = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 [N_M \pm n_r(\infty)]}{2(U_K - U)}}, \quad (13.33)$$

а  $n_r(\infty)$  – концентрація електронів на глибокому рівні після закінчення релаксації, викликаній імпульсом інжекції. Якщо глибокий рівень захоплює електрони (емітує дірки), то  $n_r(t) = N_r \cdot [1 - \exp(-t/\tau)]$ , тобто  $n_r(\infty) = N_r$ . Якщо ж, навпаки, відбувається емісія електронів з глибокого рівня, то  $n_r(t) = N_r \cdot \exp(-t/\tau)$ , а  $n_r(\infty) = 0$ . Тоді для обох цих випадків можна записати

$$n_r(t) - n_r(\infty) = \pm N_r \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (13.34)$$

Оскільки концентрація глибоких центрів здебільшого набагато менша концентрації мілкої домішки, тобто  $N_r \ll N_M$ , вираз (13.32) набуває вигляду:

$$C(t) = C(\infty) \cdot \left( 1 \pm \frac{N_r}{N_M} e^{-\frac{t}{\tau}} \right)^{1/2} \approx C(\infty) \cdot \left( 1 \pm \frac{N_r}{2N_M} e^{-\frac{t}{\tau}} \right). \quad (13.35)$$

Знайдемо повну величину релаксації ємності  $\Delta C = C(\infty) - C(0)$ , де  $C(0)$  – ємність переходу в момент часу  $t = 0$ . Підставляючи в (13.35) значення  $t = 0$ , маємо:

$$C(0) = C(\infty) \cdot \left( 1 \pm \frac{N_r}{2N_M} \right), \quad \Delta C = C(\infty) - C(0) = \mp C(\infty) \frac{N_r}{2N_M}. \quad (13.36)$$

Підставивши (13.36) в (13.32), отримуємо

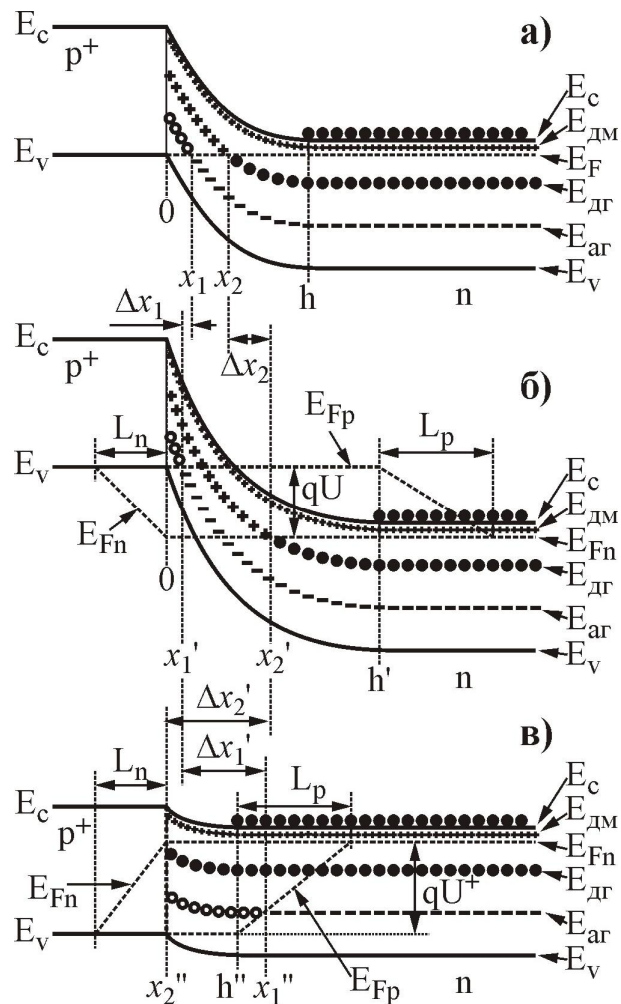
$$C(t) = C(\infty) - [C(\infty) - C(0)] \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = C(\infty) - \Delta C \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (13.37)$$

Таким чином, вимірявши повну величину релаксації ємності за допомогою (13.36) можемо визначити концентрацію глибоких центрів, якщо відома сумарна величина концентрації компенсованої мілкої домішки. Остання достатньо просто визначається шляхом вимірювання залежності стаціонарної ємності (тобто  $C(\infty)$ ) від величини зворотної напруги, прикладеної до бар'єра Шотткі (несиметричного діода).

### 13.5. Бар'єрна ємність за наявності пасток обох видів

Розглянемо тепер детальніше процеси перезарядження глибоких центрів в  $n$ -області асиметричного  $p^+$ - $n$ -діода. Нехай крім мілких донорів з енергією  $E_{д.м}$  та концентрацією  $N_{д.м}$ , в забороненій зоні  $n$ -області є два глибокі рівні: донорний і акцепторний з енергіями  $E_{д.г}$  і  $E_{а.г}$  та концентраціями  $N_{д.г}$  і  $N_{а.г}$  відповідно. Вважатимемо, що мілкі акцептори в  $n$ -області відсутні або їх компенсуюча дія вже врахована в концентрації мілких донорів  $N_{д.м}$ . Також вважатимемо, що справджуються нерівності  $N_{д.м} \gg N_{д.г}$  та  $N_{д.м} \gg N_{а.г}$ , тобто акцепторні глибокі рівні компенсують мілку донорну домішку незначним чином. Крім того, донорний глибокий рівень міститься у верхній половині забороненої зони, а акцепторний – у нижній, як показано на рис. 13.2.

За відсутності зовнішньої напруги, прикладеної до  $p^+$ - $n$ -переходу (рис. 13.2, а), ширина шару просторового заряду становить  $h$ , а стаціонарне заповнення електронами глибоких донорів та дірками – глибоких акцепторів повністю визначається рівнем Фермі  $E_F$ . Так, донорні глибокі центри в об'ємі  $x > x_2$  можна вважати повністю заповненими електронами, а в об'ємі  $0 < x < x_2$  – повністю іонізовані-



**Рис. 13.2.** Енергетичні діаграми  $p^+$ - $n$ -діода за відсутності зміщення (а), зі зворотним зміщенням  $U$  (б) та з прямим зміщенням  $U^+$  (в). Іонізовані донори (мілкі та глибокі) позначені символом "+", іонізовані глибокі акцептори – символом "-"

ми. (Фактично тут ми нехтуємо тим, що за умови  $E_F - E_{д.г} \leq 4 \cdot kT$  поблизу перерізу  $x_2$  заповнення рівня змінюється від 0 до 1). Акцепторні глибокі центри будуть заповнені дірками в об'ємі  $0 < x < x_1$  та повністю іонізованими в об'ємі  $x > x_1$ . Мілкі донори, в силу того, що  $E_c - E_{д.м} < 4 \cdot kT$ , повністю іонізовані в усій n-області діода.

Якщо до  $p^+$ -n-переходу прикласти напругу  $U$  в зворотному напрямі (імпульс  $0 \rightarrow U$ ), то збіднений шар (шар просторового заряду) зросте до величини  $h'$ . Вільні основні носії заряду (електрони) з об'єму  $h < x < h'$  достатньо швидко видаляються електричним полем переходу, внаслідок чого ємність  $p^+$ -n-діода різко зменшується до величини  $C_U(0)$ , що відповідає напрузі  $U$  згідно з (13.30). Далі ємність  $p^+$ -n-діода відносно повільно релаксує до значення  $C_U(\infty)$ , а величина та стала такої релаксації визначається зміною ступеня заповнення глибоких рівнів.

Для опису заповнення глибоких рівнів у цьому випадку вже не можна скористатися єдиним рівнем Фермі, оскільки концентрації основних та неосновних носіїв заряду в збідненому шарі відрізняються від рівноважних. Натомість використовують так звані квазірівні Фермі  $E_{Fn}$  та  $E_{Fp}$ , через які нерівноважні концентрації описуються таким чином, як рівноважні через звичайний рівень Фермі. Наприклад, стаціонарні значення концентрацій  $n_{ст}$  та  $p_{ст}$  описуються за допомогою виразів:

$$n_{ст} = N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_{Fn}}{kT}\right], \quad (13.38)$$

$$p_{ст} = N_v \exp\left[-\frac{E_{Fp} - E_v}{kT}\right]. \quad (13.39)$$

Квазірівень Фермі для дірок  $E_{Fp}$  збігається з рівнем Фермі в об'ємі  $p^+$ -області, тобто з верхньою межею валентної зони  $E_v$  і практично незмінний у межах збідненого шару (до  $x = h'$ ). Далі в межах об'єму  $L_p$ , який відповідає дифузійній довжині для дірок в n-області, квазірівень Фермі для дірок плавно переходить у квазірівень Фермі для електронів  $E_{Fn}$ . Аналогічно квазірівень Фермі для електронів збігається з рівнем Фермі в об'ємі n-області, залишається практично незмінним у збідненому шарі та плавно переходить (в межах дифузійної довжини для електронів  $L_n$  в  $p^+$ -області) у квазірівень Фермі для дірок. Відстань між квазірівнями визначається величиною прикладеної напруги  $qU$ .

Заповнення глибокого донорного рівня електронами описується квазірівнем Фермі для електронів, а глибокого акцепторного рівня дірками – квазірівнем Фермі для дірок. Тому після подання зворотної напруги електрони покидають донорні глибокі центри в об'ємі  $\Delta x_2 = x_2' - x_2$ , що призводить до зростання (див. (13.29)) кількості іонізованих центрів (позначених як "+") у збідненому шарі, і як наслідок – до зростання ємності  $p^+$ -n-переходу. Стала релаксації ємності при цьому визначається швидкістю емісії електронів з глибокого донора  $e_{п.д.г}$  і становить  $\tau_n = (e_{п.д.г})^{-1}$ .

Щодо акцепторного глибокого рівня, то подання зворотної напруги  $U$  також призводитиме до деякого зростання кількості іонізованих центрів

(позначених як "-"), оскільки дірки покидатимуть акцепторний глибокий рівень в об'ємі  $\Delta x_1 = x_1 - x_1'$ . Однак глибокі акцептори є пастками неосновних носіїв заряду в n-області  $p^+$ -n-переходу, тому внесок такого процесу в ємність  $p^+$ -n-переходу є негативним (сумарна кількість іонізованої домішки дещо зменшується внаслідок компенсації мілких донорів іонізованими глибокими акцепторами). Стала релаксації цього внеску в сумарну ємність визначається швидкістю емісії дірок з акцепторного глибокого рівня  $e_{p.a.g.}$  і становить  $\tau_p = (e_{p.a.g.})^{-1}$ .

Величина загальної релаксації ємності  $p^+$ -n-переходу визначається сумою описаних вище внесків і може мати різний знак, однак якщо концентрації глибоких донорів та глибоких акцепторів приблизно одного порядку, то очевидно, що внеском глибоких акцепторів можна знехтувати, оскільки  $\Delta x_1 \ll \Delta x_2$ . Якщо ж  $N_{a.g.} \gg N_{d.g.}$ , то в більшості випадків повна взаємна компенсація внесків відбувається тільки у деякому вузькому температурному діапазоні, в той час як за інших температур один з внесків є переважаючим. В цьому разі можна реєструвати обидві пастки за допомогою температурного сканування, описаного в п. 13.6.

Внеском глибоких акцепторів у загальну релаксацію ємності  $p^+$ -n-переходу можна також знехтувати у разі достатньо великих значень прикладеної зворотної напруги. Тоді можна з деяким наближенням вважати, що  $\Delta x_2 \approx h'$ , а  $\Delta x_1 \ll h'$ . Це означає, що електрони покидають практично всі глибокі донори, які містяться в шарі просторового заряду ( $0 < x < h'$ ). При цьому всі глибокі акцептори також повністю іонізовані, однак їхній внесок у загальну релаксацію ємності переходу незначний порівняно з внеском глибоких донорів.

В такому випадку зміну в часі концентрації іонізованої домішки можна описати виразом:

$$N_i(t) = N_{d.m} - N_{a.g} + N_{d.g}[1 - \exp(-t \cdot e_{n.d.g})]. \quad (13.40)$$

Підставивши це значення в (13.30), отримуємо початкове  $C_U(0)$  та стаціонарне  $C_U(\infty)$  значення ємності переходу:

$$C_U^2(0) = S^2 \frac{q\epsilon\epsilon_0(N_{d.m} - N_{a.g})}{2(U_K - U)}, \quad (13.41)$$

$$C_U^2(\infty) = S^2 \frac{q\epsilon\epsilon_0(N_{d.m} - N_{a.g} + N_{d.g})}{2(U_K - U)}. \quad (13.42)$$

З отриманих виразів виходить, що нахил графіків залежностей  $C_U^2(0)$  та  $C_U^2(\infty)$  від зворотної напруги  $U$  дозволяє визначити величини  $N_{d.m} - N_{a.g}$  та  $N_{d.m} - N_{a.g} + N_{d.g}$ . Вважаючи, що  $C_U(\infty) \approx C_U(0)$ , можемо визначити величину:

$$\begin{aligned} \frac{C_U^2(\infty) - C_U^2(0)}{C_U^2(\infty)} &= \frac{[C_U(\infty) - C_U(0)] \cdot [C_U(\infty) + C_U(0)]}{C_U^2(\infty)} \approx \\ &\approx \frac{2\Delta C_U}{C_U(\infty)} \approx \frac{N_{d.g}}{N_{d.m} - N_{a.g} + N_{d.g}}. \end{aligned} \quad (13.43)$$

Це означає, що граничне значення концентрації глибоких донорних



домішок (для  $n^+$ -р-переходу – акцепторних), які можуть бути визначені за допомогою ємнісної нестаціонарної спектроскопії, визначається величиною  $\Delta C_U / C_U(\infty)$ , тобто чутливістю ємнісного вимірювального моста.

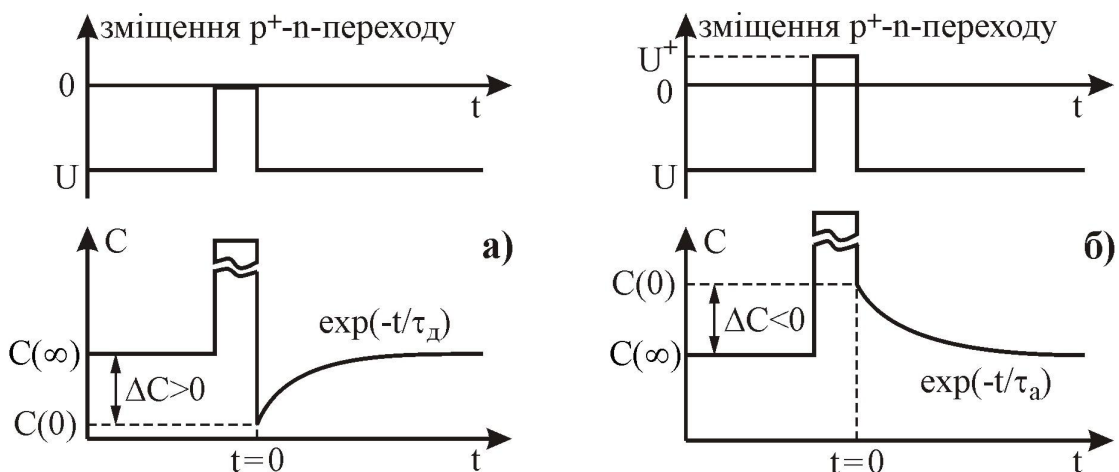
Для того, щоби створити початкове заповнення глибоких рівнів, що відповідає  $U = 0$ , слід миттєво повернути величину напруги  $U$  до нуля (такий імпульс напруги зазвичай позначають  $U \rightarrow 0$ ). Тоді в об'ємі  $h < x < h'$  концентрація вільних носіїв заряду достатньо швидко повернеться до стаціонарного рівноважного значення. При цьому в рівнянні (13.11) вже не можна знехтувати величиною  $n_{ст}$  порівняно з  $n_1$  та  $p_1$ , більше того,  $n_{ст}$  набагато більша вказаних величин в об'ємі  $x > x_2$  (рис. 13.2, а). Аналогічно в об'ємі  $0 < x < x_1$   $p_{ст} \gg p_1$ . Таким чином, заповнення глибоких рівнів визначатиметься їхніми коефіцієнтами захоплення електронів та дірок:

$$n_{г.ст} = N_{г} \cdot \frac{c_{п.ст}}{c_{п.ст} + c_{р.ст}}. \quad (13.44)$$

Для донорних глибоких рівнів (електронних пасток) зазвичай  $c_{п.ст} \gg c_{р.ст}$ , а для акцепторних (діркових пасток) – навпаки,  $c_{р.ст} \gg c_{п.ст}$ . Це означає, що релаксація ємності, зумовлена перезарядженням пасток внаслідок імпульсу  $U \rightarrow 0$ , відбуватиметься зі сталою часу, яка визначається коефіцієнтом захоплення електронів  $c_{п.ст}$  для глибоких донорів та коефіцієнтом захоплення дірок  $c_{р.ст}$  для глибоких акцепторів.

У випадку імпульсу  $U \rightarrow 0$  також можна знехтувати перезарядженням глибоких акцепторів, оскільки такий імпульс фактично вводить тільки електрони (основні носії заряду) і не призводить до інжекції в  $n$ -область  $p^+$ - $n$ -переходу дірок (неосновних носіїв). Крім того, можна показати, що для  $n^+$ -р-переходу аналогічний імпульс також вводитиме тільки основні носії заряду (дірки). Таким чином, імпульс  $U \rightarrow 0$  (з наступним імпульсом  $0 \rightarrow U$ ) можна використовувати для виявлення пасток основних носіїв заряду, однак він мало придатний для реєстрування пасток неосновних носіїв заряду. Послідовність подання імпульсу інжекції основних носіїв заряду та відповідної йому релаксації ємності, зумовленої перезарядженням пасток основних носіїв, демонструє рис. 13.3, а.

Для виявлення пасток неосновних носіїв заряду (глибоких акцепторів у розглядуваному прикладі) слід подати такий імпульс, який інжектує неосновні носії (дірки) в збіднений шар  $p^+$ - $n$ -переходу. Нехай до  $p^+$ - $n$ -діода прикладена напруга прямого зміщення  $U^+$ , як показано на рис. 13.2, в. Оскільки величина  $U^+$  не перевищує контактної різниці потенціалів  $U_k$ , то збіднений шар  $p^+$ - $n$ -переходу все ж залишається (прямий струм відсутній), хоч і зменшується до величини  $h''$ . Також залишається незначний вигин зон в цьому шарі. Квазірівні Фермі взаємно зміщуються на величину  $U^+$ , однак тепер квазірівень Фермі для електронів  $E_{Fn}$  в об'ємі  $n$ -області вищий, ніж квазірівень Фермі для дірок  $E_{Fp}$  в об'ємі  $p^+$ -області. При цьому квазірівень Фермі для дірок в об'ємі  $0 > x > x_1''$  буде розташовуватись енергетично нижче акцепторного глибокого рівня, тобто у вказаному об'ємі за умов рівноваги цей рівень буде заповнений дірками. Це означає, що імпульс  $0 \rightarrow U^+$  інжектує



**Рис. 13.3.** Послідовність подання імпульсів інжекції основних (а) та неосновних (б) носіїв заряду, а також відповідні внески в релаксацію ємності, зумовлені перезарядженням пасток основних (а) та неосновних (б) носіїв заряду (для  $p^+$ - $n$ -переходу – електронних та діркових пасток відповідно)

в збіднений шар  $p^+$ - $n$ -переходу неосновні носії заряду (дірки), які заповнюють акцепторний глибокий рівень.

Одночасно також інjektуються й основні носії заряду, що призводить до заповнення електронами донорного глибокого рівня практично у всьому об'ємі  $n$ -області ( $x > x_2$ ). Внаслідок переходів електронів із зони провідності та донорного глибокого рівня на глибокий акцепторний в об'ємі  $h'' > x > h'$  встановлюються стаціонарні заповнення вказаних рівнів, які визначаються формулами:

$$f_{a,пр} = \frac{c_{n.a.ст} + e_{p.a}}{c_{n.a.ст} + c_{p.a.ст}} = \frac{\gamma_{n.a}n_{ст} + \gamma_{p.a}p_{1a}}{\gamma_{n.a}n_{ст} + \gamma_{p.a}p_{ст}}, \quad (13.45, а)$$

$$f_{d,пр} = \frac{c_{n.d.ст} + e_{p.d}}{c_{n.d.ст} + c_{p.d.ст}} = \frac{\gamma_{n.d}n_{ст} + \gamma_{p.d}p_{1d}}{\gamma_{n.d}n_{ст} + \gamma_{p.d}p_{ст}} \quad (13.45, б)$$

і залежать від рівня інжекції та співвідношення між коефіцієнтами захоплення електронів  $\gamma_n$  і дірок  $\gamma_p$  для окремого глибокого рівня. За умов низького рівня інжекції (пряма напруга  $U^+$  не перевищує контактну різницю потенціалів  $U_k$ , прямий струм відсутній) маємо  $p_{ст} \ll n_{ст}$ . Якщо при цьому  $\gamma_{p.a}p_{ст} \ll \gamma_{n.a}n_{ст}$ , то  $f_{a,пр} \approx 1$ , якщо ж  $\gamma_{p.a}p_{ст} \gg \gamma_{n.a}n_{ст}$ , то  $f_{a,пр} \approx 0$ . Аналогічні міркування можна застосовувати і до донорного рівня.

За умов високого рівня інжекції неосновних носіїв заряду ( $U^+ > U_k$ , через перехід проходить деякий прямий струм) концентрація дірок у валентній зоні  $n$ -області  $p^+$ - $n$ -переходу зростає:  $p_{ст} \approx n_{ст}$ . При цьому заповнення глибоких рівнів визначається головним чином їхніми коефіцієнтами захоплення електронів та дірок:  $f_{a,пр} \approx \gamma_{n.a} / (\gamma_{n.a} + \gamma_{p.a})$  та  $f_{d,пр} \approx \gamma_{n.d} / (\gamma_{n.d} + \gamma_{p.d})$ .

Якщо тепер на  $p^+$ - $n$ -перехід знову подати зворотну напругу  $U$  (імпульс  $U^+ \rightarrow U$ ), то імовірність заповнення електронами глибоких рівнів у межах

практично всього переходу (фактично в об'ємі  $h'' > x > h'$ ) зміниться:  $f_{a.пр} \rightarrow f_a = 1$ ,  $f_{д.пр} \rightarrow f_d = 0$ , що призведе до зміни в часі (релаксації) концентрації іонізованої домішки:

$$N_i(t) = N_{д.м} + N_{д.г}(1 - f_{д.пр}) - N_{a.г} \cdot f_{a.пр} + N_{д.г} \cdot f_{д.пр}[1 - \exp(-t \cdot e_{п.д.г})] - N_{a.г} \cdot (1 - f_{a.пр}) \cdot [1 - \exp(-t \cdot e_{р.а.г})] = N_{д.м} + N_{д.г}[1 - f_{д.пр} \cdot \exp(-t \cdot e_{п.д.г})] - N_{a.г}[1 - (1 - f_{a.пр}) \cdot \exp(-t \cdot e_{р.а.г})]. \quad (13.46)$$

Підставимо (13.46) в (13.30) та отримаємо початкове  $C_U(0)$  і стаціонарне  $C_U(\infty)$  значення ємності переходу:

$$C_U^2(0) = S^2 \frac{q\epsilon\epsilon_0}{2(U_K - U)} [N_{д.м} + N_{д.г}(1 - f_{д.пр}) - N_{a.г} \cdot f_{a.пр}], \quad (13.47)$$

$$C_U^2(\infty) = S^2 \frac{q\epsilon\epsilon_0}{2(U_K - U)} [N_{д.м} + N_{д.г} - N_{a.г}]. \quad (13.48)$$

Визначимо величину:

$$\frac{C_U^2(\infty) - C_U^2(0)}{C_U^2(\infty)} = \frac{N_{д.г} \cdot f_{д.пр} - N_{a.г}(1 - f_{a.пр})}{N_{д.м} + N_{д.г} - N_{a.г}}. \quad (13.49)$$

За умови низьких концентрацій глибоких донорів та акцепторів (порівняно з концентрацією мілких донорів) ліву частину рівняння можна записати аналогічно рівнянню (13.43), тобто

$$\frac{C_U^2(\infty) - C_U^2(0)}{C_U^2(\infty)} \approx \frac{2\Delta C_U}{C_U(\infty)} \approx \frac{N_{д.г} \cdot f_{д.пр} - N_{a.г}(1 - f_{a.пр})}{N_{д.м} + N_{д.г} - N_{a.г}}. \quad (13.50)$$

В аналогічний спосіб можна отримати і таке співвідношення:

$$\frac{C_U(t) - C_U(0)}{C_U(\infty)} \approx \frac{N_{д.г} \cdot f_{д.пр} \cdot [1 - \exp(-t \cdot e_{п.д.г})]}{2 \cdot (N_{д.м} + N_{д.г} - N_{a.г})} - \frac{N_{a.г}(1 - f_{a.пр}) \cdot [1 - \exp(-t \cdot e_{р.а.г})]}{2 \cdot (N_{д.м} + N_{д.г} - N_{a.г})}. \quad (13.51)$$

Оскільки стала релаксації визначається перерізом захоплення відповідних носіїв заряду, енергетичним положенням глибокого рівня в забороненій зоні та сильно ( $\sim T^{-2}$ ) залежить від температури (див. формули (13.21) та (13.22)), то в більшій частині експериментально доступного температурного діапазону величини  $\tau_d$  і  $\tau_a$  відрізняються між собою більш ніж на порядок. Це означає, що перезарядження кожного з глибоких рівнів можна розглядати незалежно від інших глибоких рівнів.

З (13.51) також виходить, що внесок у зміну ємності  $p^+$ - $n$ -переходу, зумовлений перезарядженням донорного рівня внаслідок імпульсу інжекції неосновних носіїв заряду ( $U^+ \rightarrow U$ ), має такий же знак і сталу релаксації, як і аналогічний внесок після імпульсу інжекції основних носіїв заряду ( $0 \rightarrow U$ ). Амплітуди цих внесків відрізняються між собою тільки величинами імовірності заповнення глибоких рівнів електронами  $f_{д.пр}$  ( $U^+$ ) та  $f_d \approx 1$  ( $U = 0$ ).

Для пастки неосновних носіїв заряду (акцепторний глибокий рівень) внесок у релаксацію ємності має протилежний знак (див. рис. 13.3, б). За

певних температур обидва внески можуть у більшій чи меншій мірі компенсувати один одного, однак практично в усьому температурному діапазоні один з внесків є переважаючим. Більше того, кожен з внесків є переважаючим у відповідному йому діапазоні температур, що дозволяє виявити такий глибокий рівень та визначити його параметри.

Крім розглянутих вище імпульсів інжекції основних та неосновних носіїв заряду, існує ряд інших способів заповнення пасток. Деякі з них є достатньо простими в застосуванні, як, наприклад, заміна імпульсів напруги імпульсами світла, енергія квантів якого відповідає краю фундаментального (власного) поглинання. Інші способи передбачають створення додаткових напівпровідникових структур, що не завжди може бути застосоване на практиці. Опис релаксації ємності в таких випадках має свої особливості, однак здебільшого мало відрізняється від розглянутих вище прикладів.

Серед усіх цих способів особливе значення мають такі, які інжектують у досліджуваній об'єм  $p^+$ - $n$ -переходу (бар'єра Шотткі) лише неосновні носії заряду, оскільки інжекція тільки основних носіїв заряду достатньо просто реалізується за допомогою імпульсів напруги  $U \rightarrow 0$ . Одним з таких способів є створення транзисторної структури, яка у розглянутому вище випадку має вигляд  $p^+$ - $n$ - $p$ , тобто формування додаткової  $p$ -області справа від  $n$ -області на рис. 13.2. Якщо тепер змістити додатковий  $p$ - $n$ -перехід у прямому напрямі, то дірки з  $p$ -області будуть інжектовані в  $n$ -область, а електрони з  $n$ -області, навпаки, будуть видалені в  $p$ -область. Необхідно тільки забезпечити, щоби товщина  $n$ -області такої транзисторної структури не перевищувала дифузійної довжини для дірок  $L_p$  в  $n$ -області.

Другим способом є використання домішкового поглинання, тобто імпульсів світла, енергія квантів якого відповідає енергії акцепторної пастки, відрахованої від нижнього краю зони провідності. Таке світло ефективно поглинається напівпровідником і призводить до переходу електронів з акцепторного рівня в зону провідності. При цьому вказаний рівень фактично заповнюється дірками. Після закінчення дії імпульсу світла внесок у релаксацію ємності  $p^+$ - $n$ -переходу буде давати тільки вибраний акцепторний рівень. Заповнення донорних пасток у  $n^+$ - $p$ -переході здійснюється в аналогічний спосіб, однак енергія донорної пастки, що відповідає необхідній енергії квантів світла, відраховується від верхнього краю валентної зони. Знову ж таки товщина досліджуваного об'єму повинна не перевищувати дифузійної довжини для неосновних зарядів у ньому.

### **13.6. Визначення швидкості емісії носіїв заряду за допомогою "вікна швидкості"**

Якщо після відповідного імпульсу інжекції основних чи неосновних носіїв заряду реєструється релаксація бар'єрної ємності, то постає питання: в який спосіб з цього сигналу можна отримати сталу релаксації, тобто фактично визначити швидкість емісії носіїв заряду з глибокого рівня?

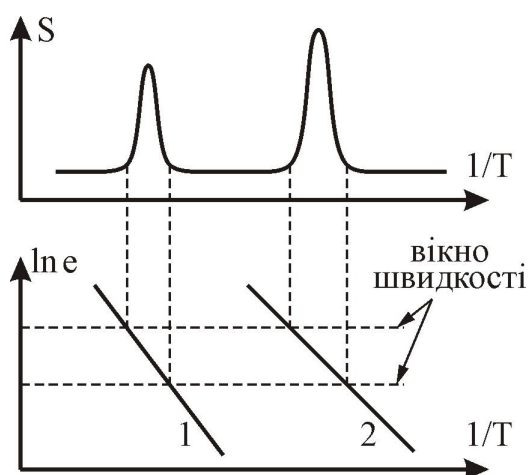
Звісно, можливості сучасної обчислювальної техніки дозволяють зафіксувати (запам'ятати) сигнал релаксації та опрацювати його за допомогою

одного з наближених методів апроксимації, наприклад, методом найменших квадратів. Однак такий спосіб виявляється надто складним та малоприменим, оскільки в більшості випадків невідомо, скільки та які глибокі рівні є в досліджуваному об'ємі напівпровідника, а також які величини внесків кожного з них у сумарну релаксацію ємності. Крім того, концентрація таких рівнів зазвичай на декілька порядків нижча від концентрації мілкої домішки, тобто згідно з (13.43), (13.50) та (13.51) повна величина релаксації ємності  $\Delta C$  на стільки ж порядків менша стаціонарної бар'єрної ємності  $C(\infty)$ . Це означає, що сигнал  $\Delta C(t)$  часто мало відрізняється від шумів вимірювального устаткування, через що важко отримати точну апроксимацію сигналу релаксації. Для підвищення відношення сигнал/шум можна застосувати накопичення сигналу, однак при цьому необхідно забезпечити незмінну температуру зрізця упродовж тривалого часу, що суттєво зменшує експресність методу.

Набагато точнішим і водночас простішим є метод, який базується на концепції так званого "вікна швидкості" (rate windows). Згідно з нею, вікно швидкості встановлює повний період інтегрування  $t_m = t_1 - t_2$  для визначення взаємної кореляції між ємнісним сигналом  $C(t)$  та деякою ваговою функцією  $W(t)$ . При цьому кореляційну процедуру можна розглядати як операцію фільтрування ємнісного сигналу, що дає вихідний сигнал

$$S(t_m) = \int_{t_1}^{t_2} C(t) \cdot W(t) dt. \quad (13.52)$$

Належним вибором вагової функції можна виділити тільки таку складову загального ємнісного сигналу, стала релаксації якої збігається з  $t_m$ . Власне концепція вікна швидкості покладена в основу всіх методів нестаціонарної спектроскопії, в тому числі C-DLTS та Q-DLTS.



**Рис. 13.4.** Схематична ілюстрація концепції вікна швидкості емісії, яка покладена в основу всіх методів DLTS. 1, 2 – активційні залежності пасток

Рис. 13.4 демонструє, в який спосіб здійснюється роздільне реєстрування сигналу від різних пасток за допомогою вікна швидкості. Нижня частина рисунка являє собою типовий графік активційної залежності для випадку двох пасток. Згідно з (13.21) чи (13.22) залежність логарифму швидкості емісії  $\ln(e)$  від  $1/T$  є пряма лінія з точністю до доданка  $2\ln(T)$ , який в діапазоні середніх та високих температур слабо залежить від  $T$ . Вимірювальне обладнання реєструє відгук  $S$  (верхня частина рисунку) тільки тоді, коли швидкість емісії не виходить за межі заданого вікна. Таким чином, за допомогою температурного сканування (нагріванням або охолодженням зрізця) та заданням деякого вікна швидкості можна розділити сигнали від двох чи

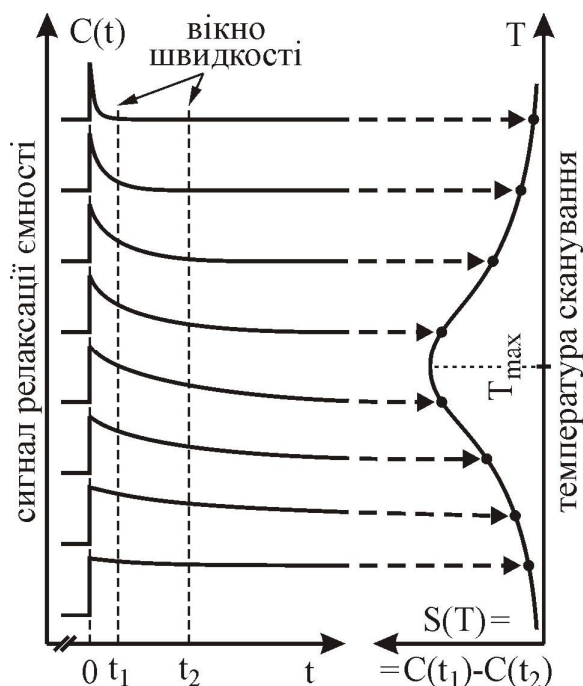
більше пасток, що дають внесок у загальну релаксацію ємності.

Концепцію вікна швидкості можна реалізувати різними способами. Зазвичай застосовують спеціальний пристрій (електронну схему), так званий подвійний стробуючий інтегратор (double boxcar integrator), який запам'ятовує (стробує) миттєві значення сигналу релаксації ємності  $C(t)$  в два різні моменти часу  $t_1$  і  $t_2$  та формує вихідний сигнал  $S$ , пропорційний різниці  $C(t_1) - C(t_2)$ . За допомогою стробів  $t_1$  і  $t_2$  задають вікно реєстрованої швидкості емісії, а інтегрування (накопичення) сигналу  $S$  дозволяє підвищити відношення сигнал-шум шляхом усереднення, що є важливим для виявлення пасток з низькою концентрацією. Власне цей оригінальний та досить простий метод визначення швидкості емісії, запропонований 1974 року Ленгом (D.V. Lang), називається методом C-DLTS.

На рис. 13.5 показано принцип реєстрування спектра C-DLTS за допомогою подвійного бокскара із заданим вікном швидкості емісії. Згідно з (13.21) та (13.22), швидкість емісії носіїв з глибокого рівня надзвичайно мала за низьких температур, внаслідок чого ємнісний сигнал  $C(t)$  практично не змінюється упродовж тривалого часу (велика стала релаксації). При цьому диференційний сигнал бокскара  $S = C(t_1) - C(t_2)$  рівний нулю. З підвищенням температури швидкість емісії зростає (стала релаксації зменшується), внаслідок чого диференційний сигнал  $S$  також зростає і сягає максимуму за температури  $T_{\max}$ . З подальшим підвищенням температури стала релаксації настільки зменшується, що ємнісний сигнал  $C(t)$  набуває свого стаціонарного значення  $C(\infty)$  ще до моменту  $t_1$ , тобто різниця  $C(t_1) - C(t_2)$  знову рівна нулю.

Якщо на взірець періодично подавати імпульси інжекції (основних чи неосновних носіїв заряду) та поступово сканувати (змінювати) температуру взірця, то на виході бокскара отримаємо різницевий сигнал  $S(T)$ , який називається спектром C-DLTS.

Визначимо співвідношення між сталою релаксації ємності  $\tau_{\max}$  за температури  $T_{\max}$ , тобто фактично між швидкістю емісії  $e_{\max} = 1/\tau_{\max}$  та значеннями стробів  $t_1$  і  $t_2$ , що задають вікно швидкості бокскар-інтегратора. Оскільки в точці  $T_{\max}$  диференційний сигнал бокскар-інтегратора  $S(T)$  сягає максимуму (екстремуму), то його похідна за температурою повинна бути рівна нулю:



**Рис.13.5.** Принцип реєстрування спектра C-DLTS за допомогою подвійного бокскар-інтегратора із заданим вікном швидкості емісії

$$\frac{dS(T)}{dT} = \frac{dS(T)}{d\tau} \frac{d\tau}{dT} = 0. \quad (13.53)$$

Відповідно до (13.21-22) стала релаксації монотонно залежить від  $T$ , тому  $d\tau/dT \neq 0$ . Тоді необхідно, щоби  $dS(T)/d\tau = 0$ . Для розв'язання цього рівняння будемо вважати, що бар'єрна ємність взірця описується рівнянням (13.35), хоча аналогічний результат можна отримати з рівнянь (13.43) чи (13.51). Розглянемо нормований сигнал  $S(T)$ , який має вигляд:

$$S(T) = \frac{C(t_1) - C(t_2)}{\Delta C} = \exp\left(-\frac{t_1}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau}\right), \quad (13.54)$$

де  $\Delta C = C(\infty) - C(0)$  – повна величина релаксації ємності, яка, згідно з (13.36), є величина стала (для заданої напруги зміщення  $U$ ). Диференціюючи цей вираз по  $\tau$  та прирівнюючи похідну до нуля, отримуємо:

$$\tau_{\max} = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)}. \quad (13.55)$$

Таким чином, стала релаксації ємності  $\tau_{\max}$ , а отже і швидкість емісії  $e_{\max}$ , що відповідає максимуму DLTS-піку пастки, є фіксована величина, яку разом зі значенням температури піка  $T_{\max}$  можна використати для побудови активаційної залежності в координатах  $\ln(\tau \cdot T^2)$  від  $1/T$ , як описано вище в п. 13.3. Кожне температурне сканування з фіксованим набором стробів  $t_1$  і  $t_2$  дає тільки одну точку активаційної залежності, тому для її побудови слід провести щонайменше два таких сканування з різними наборами стробів, а, враховуючи неминучі похибки вимірювань та обчислень, – ряд таких сканувань з метою опрацювання отриманих результатів за допомогою методу найменших квадратів.

Використовуючи швидкодіючий вимірювач релаксації ємності можна забезпечити максимальну реєстровану швидкість емісії на рівні  $10^5 \text{ с}^{-1}$ . Нижня межа принципово відсутня, однак недоцільно реєструвати величини швидкості емісії менші  $1 \text{ с}^{-1}$ , оскільки тоді значно зростає тривалість температурного сканування або ж зменшується відношення сигнал-шум. Таким чином, можна охопити інтервал у п'ять порядків величин швидкості емісії, що визначає високу роздільну здатність методу.

В методі C-DLTS важливо вибрати такий режим проведення експерименту, який забезпечує визначення параметрів пасток у широкому діапазоні енергій та з достатньою точністю за допомогою мінімальної кількості температурних сканувань. З цієї метою слід задати строби  $t_2$  і  $t_1$  в такий спосіб, щоб отримати різні вікна швидкості для кожного зі сканувань. Існують три схеми задання стробів  $t_2$  і  $t_1$ :

- 1)  $t_1$  – фіксований (const),  $t_2$  – змінний (var);
- 2)  $t_1$  – змінний (var),  $t_2$  – фіксований (const);
- 3) відношення  $t_2/t_1 = \beta$  – фіксоване (const), а змінюються як  $t_1$ , так і  $t_2$ .

У першому випадку зі зменшенням  $\beta$  покращується відношення сигнал / шум, а в другому випадку зі збільшенням  $\beta$  розширюється діапазон сталих часу, які можна реєструвати за максимального значення  $t_2$ . Третій варіант має переваги перед двома іншими з огляду на зручність практичного



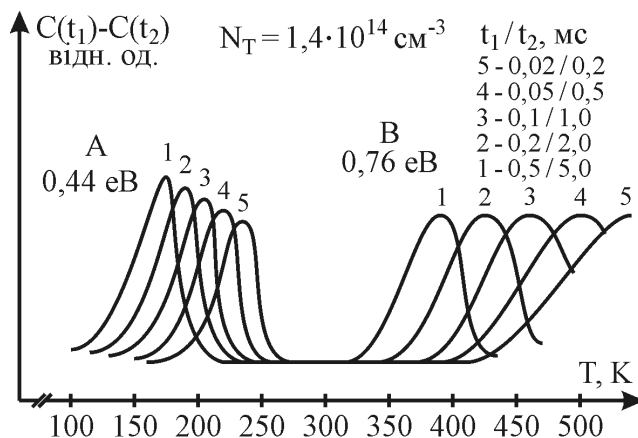
отримання спектрів, оскільки у разі фіксованої величини  $\beta$  форма спектра C-DLTS не залежить від значень  $t_1$  і  $t_2$ . Дійсно, підставивши (13.55) в (13.54) для максимуму сигналу  $S(T)$  отримуємо:

$$S(T_{\max}) = \exp\left[-\frac{t_1}{t_2 - t_1} \ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)\right] - \exp\left[-\frac{t_2}{t_2 - t_1} \ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)\right] = \\ = \beta^{\left(\frac{1}{1-\beta}\right)} - \beta^{\left(\frac{\beta}{1-\beta}\right)} = \frac{\beta - 1}{\beta} \cdot \beta^{\left(\frac{1}{1-\beta}\right)}, \quad (13.56)$$

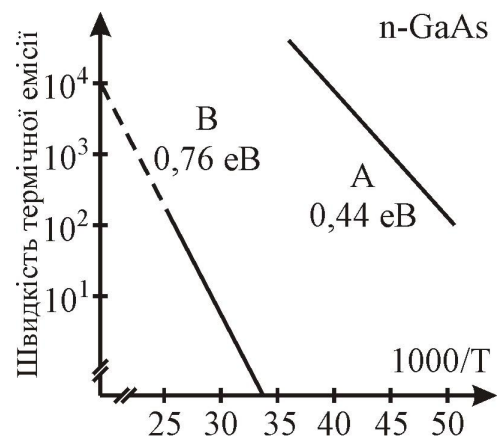
тобто пікове значення сигналу C-DLTS не залежить від вибору стробів і визначається лише їхнім відношенням  $\beta$ . При цьому для різних значень  $t_1$  і  $t_2$  відбувається тільки зсув спектра вздовж осі температур.

Очевидно, що швидкість зміни температури не відіграє суттєвої ролі для визначення форми та положення піків C-DLTS. Однак це справджується лише за певних умов, наприклад, якщо температурний сенсор розташований поблизу взірця, а швидкість зміни температури системи не призводить до відхилення показів сенсора від істинної температури діода або ж за умови, що стала інтегрування боксера достатньо мала та не спотворює вхідний сигнал. Якщо такі умови виконано, то швидкість і напрям термічного сканування не впливатимуть на сигнал. Це означає, що можна спостерігати спектр під час охолодження з одним вікном швидкості та під час нагрівання з іншим вікном швидкості, що дозволяє наближено оцінити параметри пасток упродовж одного температурного циклу.

На рис. 13.6 показано серію спектрів C-DLTS взірця n-GaAs, вирощеного методом рідиннофазної епітаксії з концентрацією основних носіїв  $n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Дослідженнями виявлено дві пастки неосновних носіїв, позначених А і В, з концентрацією  $1,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  та енергією активації відносно



**Рис. 13.6.** Серія типових спектрів C-DLTS n-GaAs з різними значеннями  $t_1$  і  $t_2$ . Енергії активації діркових пасток А та В відраховуються від верхнього краю валентної зони



**Рис. 13.7.** Залежності швидкості термічної емісії діркових пасток А та В, отримані зі спектрів C-DLTS, показаних на рис. 13.6



валентної зони 0,44 і 0,76 eV відповідно. Для отримання спектрів використана схема 3 задання параметрів  $t_1$  і  $t_2$ , тобто  $t_2/t_1 = 10$ , а також п'ять різних значень вікон швидкості. Як можна побачити з рис. 13.6, зі зміною вікна швидкості піки зміщуються вздовж осі температур практично без зміни форми. У разі використання схеми 1 буде суттєво змінюватись як величина, так і форма піків, крім того, низькотемпературна сторона спектра зміщується зі зміною  $t_2$ , тоді як високотемпературна – практично не зміщується. Для схеми 2 маємо протилежний результат – тут зміщується високотемпературна сторона, а практично нерухомою є низькотемпературна.

Звісно, рівняння (13.55) можна застосовувати у разі використання будь-якої з 3-х схем, і результати, отримані такими способами, дуже добре узгоджуються між собою. Однак визначати положення піку набагато зручніше та простіше з використанням схеми 3, оскільки тоді  $\ln(t_2/t_1) = \text{const}$ , а згідно з (13.55) величина  $\tau_{\text{max}}$  пропорційна тільки  $(t_2 - t_1)$ .

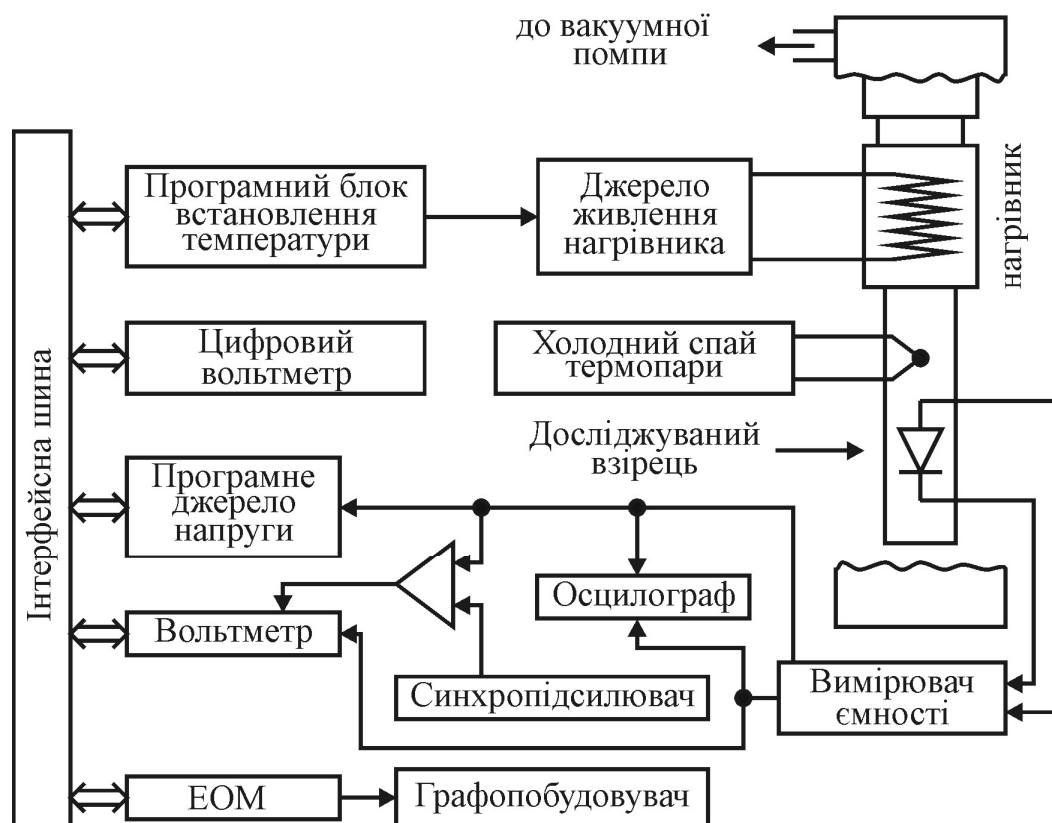
Концентрацію пасток також можна отримати з результатів температурного DLTS-сканування. Для цього слід підставити значення (13.55) в (13.54) та визначити величину  $\Delta C$ . Якщо імпульс основних носіїв достатньої величини та тривалості для того, щоби повністю заповнити пастки, то згідно з (13.35) можна визначити  $N_T$ . Остання умова легко виконується шляхом декількох сканувань з імпульсами зростаючої величини та тривалості, допоки величина піку пастки не перестане зростати.

Точність визначення концентрації пасток визначається відношенням  $\Delta C/C$ . Зазвичай, метод C-DLTS має чутливість від  $10^{-4} N_M$  до  $2 \cdot 10^{-7} N_M$ . Крім того, чутливість методу також сильно залежить від характерного часу діелектричної релаксації та струмів втрат, оскільки вони є причиною шумів, які модулюють ємність бар'єрної структури.

Отримані вище теоретичні викладки застосовні не тільки для структур з бар'єром Шоттки чи для асиметричних  $p^+n$ - та  $n^+p$ -переходів, які було розглянуто у пп. 13.4-5. Однак для звичайних  $p$ - $n$ -переходів інтерпретація результатів вимірювань C-DLTS, зазвичай, набагато складніша. Незважаючи на це, в більшій чи меншій мірі ці викладки також застосовні і для звичайних діодів, а результати, отримані за допомогою аналізу їхніх C-DLTS-спектрів, можна розглядати як попередні наближені результати.

У разі дослідження МОН-структур метод C-DLTS є важкозастосовним. Тут уже необхідно враховувати ємності оксидного шару, наявність великого числа поверхневих станів і можливість формування на поверхні напівпровідника інверсного шару. Формуванню інверсного шару можна запобігти тільки у тому випадку, якщо під час дослідження таких структур задавати умови сильного збіднення поблизу межі оксид-напівпровідник. Час формування інверсного шару для типових значень часу життя неосновних носіїв заряду та концентрації легуючої домішки на рівні  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  становить приблизно 0,2 с, що набагато більше тривалості імпульсу насичення. Власне тому генеровані неосновні носії не накопичуються під час температурного сканування, оскільки вони достатньо швидко рекомбінують упродовж насичуючого імпульсу напруги.

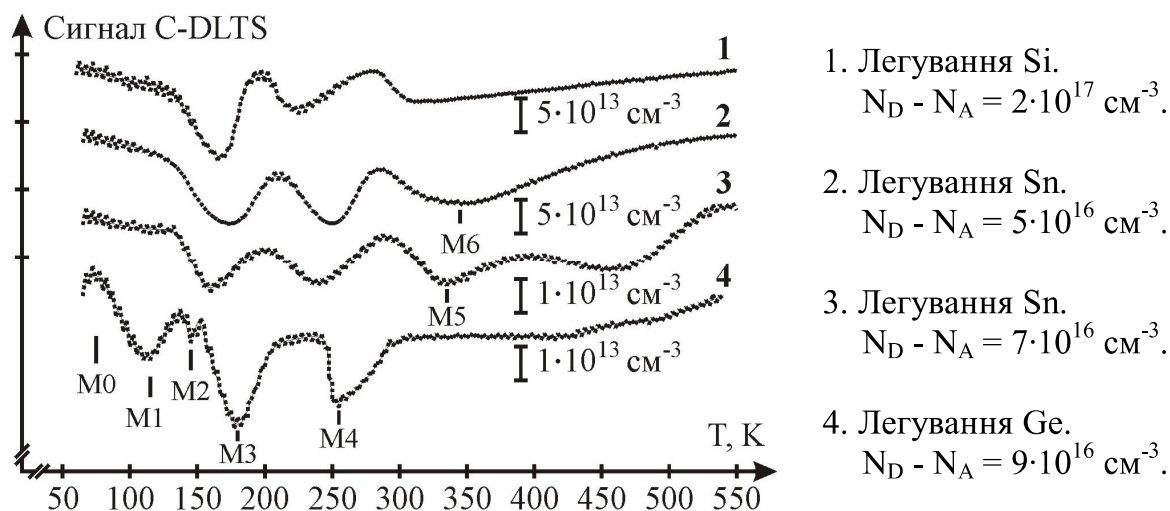
Реєстрування спектрів C-DLTS, зазвичай, здійснюється в автоматичному режимі за допомогою комп'ютеризованого устаткування. До його складу входить ряд окремих приладів: чутливий та швидкодіючий вимірювач ємності для формування сигналу релаксації, імпульсний генератор для швидкої зміни зміщення на взірці, двохстробовий бокскар-інтегратор, кріостат для контрольованої зміни температури в широкому діапазоні, а також комп'ютер (контролер) для контролю приладів, збору й аналізу результатів вимірювання. Один з варіантів такого устаткування показаний на рис. 13.8.



**Рис. 13.8.** Цифрова система реєстрування спектрів C-DLTS

Взірець розміщують у кріостаті, який охолоджується рідким азотом. Температура взірця вимірюється термопарою, сигнал якої перетворюється у цифровий код за допомогою цифрового вольтметра. Швидкість нагрівання контролюється величиною струму, що визначається підігрівною системою. Всі вимірювання контролюються ЕОМ Pentium IV. Прилади взаємодіють через інтерфейсну шину GPIB (IEEE-488). ЕОМ задає вольтметру певну часову сталу та частоту зчитування. Програмоване імпульсне джерело генерує імпульси напруги необхідної тривалості. За спадом імпульсу вольтметр вимірює сигнал на виході вимірювача ємності та передає ці дані на інтерфейсну шину. Ця процедура повторюється декілька разів і для кожної з температур проводиться усереднення. Отримані в такий спосіб результати накопичуються в файл.

Для запобігання температурної похибки швидкість нагрівання підтримують на рівні 2 К/хв. При цьому для заданого температурного діапазону від 80 до 500 К повний час вимірювань не перевищує 3 год. На рис. 13.9 показано спектри C-DLTS взірця n-GaAs, епітаксійно вирощеного з використанням 4-х різних джерел МПЕ та трьох різних легуючих домішок: Si, Sn, Ge.



**Рис. 13.9.** C-DLTS-спектри електронних пасток у тестових структурах Шотткі на n-GaAs, вирощеному з використанням різних систем молекулярно-променевої епітаксії

### 13.7. Спектри Q-DLTS шаруватих гетероструктур на основі GaAs та $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Сучасні методи релаксаційної спектроскопії широко використовують для дослідження не тільки р-n-переходів чи бар'єрів Шотткі, але й шаруватих гетероструктур (надграток). У попередніх підрозділах описано один із таких методів – ємнісну РС (C-DLTS) та її застосування для дослідження тестових структур (ТС) на основі р<sup>+</sup>-n-переходу чи бар'єра Шотткі. Тепер розглянемо іншу модифікацію РС – зарядову РС (Q-DLTS), яка багато в чому подібна до C-DLTS, однак може застосовуватися для дослідження високоомних або широкозонних напівпровідників, а також структур, ВЧ-ємність яких не залежить від зарядового стану об'ємних пасток і поверхневих станів (ПС)  $Q_{ss}$ . Така ситуація характерна власне для шаруватих гетероструктур, товщина шарів яких менша від ширини збідненого шару, або для вироджених напівпровідників у випадку пінінгу (фіксації) рівня Фермі на межі розділу діелектрик-напівпровідник.

Метод Q-DLTS базується на записі та аналізі змін у часі зарядового стану структури після дії імпульсів напруги певної полярності. З його допомогою можна визначити енергію активації, переріз захоплення, спектральну густину та просторове розміщення центрів перезаряджання, величини вигину енергетичних зон на гетеромежі та пінінгу рівня Фермі,

глибину квантових потенціальних ям тощо.

Розглянемо результати дослідження зарядових релаксаційних спектрів Q-DLTS модульовано легованих гетероструктур на основі сполук GaAs і  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , а також з  $\delta$ -легованим об'ємом у шарі  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , які важливі для розуміння квантових резонансно-тунельних ефектів у гетероструктурах.

Для дослідження спектрів Q-DLTS використовувався автоматизований вимірювальний комплекс "Цукат-5", який пройшов дослідну експлуатацію в Київському науково-дослідному інституті мікроприладів. Цей комплекс може працювати в двох режимах вимірювання: релаксації ємності (C-DLTS) та релаксації струму чи заряду (струмова або зарядова Q-DLTS). Для C-DLTS максимальна величина вимірюваної ємності TC становить 300 пф, а мінімальна величина вимірюваної релаксації ємності  $\Delta C = 10^{-4}$  пф, що відповідає максимальній чутливості  $\Delta C/C = 3 \cdot 10^{-7}$ . Така чутливість дозволяє визначати мінімальну концентрацію глибоких центрів на рівні  $10^8 \text{ см}^{-3}$  на тлі концентрації мілких центрів у межах  $10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , тобто забезпечує вимірювання зі співвідношенням концентрацій глибоких і мілких центрів не менше  $10^{-6}$ .

У випадку Q-DLTS мінімальна величина вимірюваної релаксації струму становить  $10^{-10}$  А, а максимальна –  $10^{-6}$  А. Зазвичай, такий режим доцільно використовувати для короткотривалих (до 1 год.) процесів. Цей тестовий комплекс дозволяє отримувати спектри Q-DLTS шляхом стандартного температурного сканування  $\Delta Q(T)_{\Delta t = \text{const}}$  або сканування за часовим вікном  $\Delta Q(\Delta t)_{T = \text{const}}$ , де  $\Delta Q = Q(t_2) - Q(t_1)$  – заряд, що стікає з TC (після дії збагачуючим імпульсом напруги) за проміжок часу  $\Delta t = t_2 - t_1$ . Тут  $t_1$  і  $t_2$  – значення стробів, які задаються від початку релаксації. З п. 13.6 відомо, що для знаходження швидкості емісії носіїв заряду з глибокого рівня,  $e = \ln(t_2/t_1)/(\Delta t_m)$ , відносно тривале в часі температурне сканування не потрібне, оскільки  $\Delta t_m$  визначається за максимумом спектральної залежності  $\Delta Q(\Delta t)_{T = \text{const}}$  ( $\Delta t_m = \Delta t$ , якщо  $d(\Delta Q)/d(\Delta t) = 0$ ). Тому для побудови активаційної залежності  $\ln(e^{-1} \cdot T^2)$  від  $1/T$ , що використовується для визначення перерізу захоплення пасток та енергії їхньої активації, достатньо виміряти  $\Delta Q(\Delta t)$  для декількох значень температури ( $5 \div 7$  точок).

Всі пастки, які дають внесок у спектр Q-DLTS зі скануванням за часовим вікном  $\Delta t$ , перезаряджаються за однакої температури, завдяки чому на енергетичний спектр пасток не впливає навіть сильна температурна залежність їхнього перерізу захоплення  $\sigma$ . Крім того, відсутні також спотворення спектра, пов'язані з температурною залежністю концентрації вільних носіїв і відповідно ВЧ-ємності досліджуваної структури. Під час запису спектрів  $\Delta Q(\Delta t)$  відношення  $t_2/t_1$  автоматично підтримується незмінним і становить  $t_2/t_1 = 2$ .

Вимірювальний комплекс дозволяє досліджувати енергетичний спектр пасток, розміщених нижче рівноважного рівня Фермі, без прикладеної до структури збіднюючої напруги зміщення та наступного подання збагачуючих імпульсів. У такому разі здійснюється запис залежності  $\Delta Q_\tau(\Delta \tau)_{T = \text{const}}$

$$\Delta Q_{\tau}(\Delta\tau) = \int_{t_1}^{t_2} Q_{\tau 2}(t)dt - \int_{t_1}^{t_2} Q_{\tau 1}(t)dt, \quad (13.57)$$

тобто різниці зарядів, які стекли з взірця після подання двох збіднюючих імпульсів різної тривалості  $\tau_1$  і  $\tau_2$ . Тут  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ , відношення  $\tau_2/\tau_1 = \text{const}$ ,  $t_1$  – мінімально можливе значення часу, яке можна реалізувати за допомогою використовуваного вимірювального пристрою,  $t_2$  відповідає умові повного стікання заряду. Така методика релаксаційної спектроскопії, на відміну від C-DLTS, дозволяє досліджувати взірці ТС з відносно великими наскрізними струмами, оскільки суттєво зменшується натікання паразитного заряду на вимірювальний пристрій.

Для отримання інформації щодо профілю концентрації глибоких рівнів  $N_+(x)$  або спектральної густини ПС  $N_{ss}(E_s)$  названий комплекс забезпечує автоматичне вимірювання та запис різницевих спектрів Q-DLTS

$\Delta Q'(\Delta t) = \Delta Q(\Delta t)_{U+\Delta U} - \Delta Q(\Delta t)_U$  і  $\Delta Q_{\tau}'(\Delta\tau) = \Delta Q_{\tau}(\Delta\tau)_{U+\Delta U} - \Delta Q_{\tau}(\Delta\tau)_U$ , а також залежності  $\Delta Q_m'(U)$  і  $\Delta Q_{\tau,m}'(U)$ , де  $U$  – напруга, яка подається на тестову структуру-взірець,  $\Delta U$  – її приріст,  $\Delta Q' = \Delta Q_m'$  і  $\Delta Q_{\tau}' = \Delta Q_{\tau,m}'$  за умов  $d(\Delta Q')/d(\Delta t) = 0$  і  $d(\Delta Q_{\tau}')/d(\Delta\tau) = 0$  відповідно.

Величина заряду, що стікає з досліджуваного взірця за проміжок часу  $\Delta t$  від початку розряду, залежить від ряду параметрів і може бути подана у вигляді

$$\Delta Q(T, U, t_1, t_2, \tau) \approx \Delta Q_{ss} - \Delta Q_{tr} - \Delta Q_{sc}, \quad (13.58)$$

де  $\Delta Q_{ss}$  – зміна поверхневого заряду ПС або станів, які мають неперервний енергетичний спектр;  $\Delta Q_{tr}$  – зміна заряду дискретних об'ємних пасток;  $\Delta Q_{sc}$  – зміна рухомого заряду вільних носіїв, яка визначається геометричною ВЧ-ємністю структури. Різний характер залежностей  $\Delta Q_{ss}$ ,  $\Delta Q_{tr}$ ,  $\Delta Q_{sc}$  від  $T$ ,  $U$ ,  $t_1$ ,  $t_2$  і  $\tau$  дає можливість виділити внесок кожного з цих зарядів у вимірювальний спектр Q-DLTS.

У вимірювальному комплексі "Цукат-5" реалізована така техніка вимірювань, завдяки якій ще до моменту  $t_0$  ( $t_0$  – мінімальне значення часу  $t_1$ , яке можна задати для запису спектрів Q-DLTS) взірець може бути від'єднаним від вимірювального пристрою для того, щоби заряд  $\Delta Q_{sc}$ , час стікання якого малий, не попадав на вхід інтегратора. В такому разі вид спектра та характер його залежності від вхідних параметрів буде визначатися співвідношенням між зарядами  $\Delta Q_{ss}$  і  $\Delta Q_{tr}$ .

Якщо в напівпровіднику МОН-структури присутні пастки одного виду, які за будь-яких напруг  $U$  спустошуються в результаті термемісії, при цьому  $\Delta Q_{ss} \ll \Delta Q_{tr}$ , то

$$N_{tr}(x) = [1 + \frac{C_{sc}(U)_{\Delta U}}{C_i} \cdot \frac{8 \cdot \Delta \cdot Q_m'(U)_{\Delta U}}{A \cdot q \cdot \Delta w(U)_{\Delta U}}], \quad (13.59)$$

де  $x = \varepsilon_s A / C_{sc}(U)_{\Delta U}$ ,  $\varepsilon_s$  – діелектрична стала напівпровідника;  $A$  – площа електрода;  $C_{sc} = \Delta Q_{sc} / \Delta U$  – ємність шару просторового заряду напівпровідника;  $C_i$  – ємність діелектрика;  $q$  – заряд електрона;  $\Delta w$  – зміна ширини шару просторового заряду з приростом напруги  $U$  на  $\Delta U$ . Цей приріст у набли-

женні Шотткі описується таким виразом:

$$\Delta w = \left[ \frac{2\varepsilon_s(\varphi_s + \Delta\varphi_s)}{qN(x)} \right]^{1/2} - \left[ \frac{2\varepsilon_s\varphi_s}{qN(x)} \right]^{1/2} \cong \left[ \frac{C_i C_{sc}}{C_i + C_{sc}} \right]_U \cdot \frac{\Delta U}{qN(x)}, \quad (13.60)$$

де  $N(x)$  – концентрація некомпенсованих мілких домішок;  $\varphi_s$  – збіднюючий вигин зон у напівпровіднику на межі з діелектриком;  $\Delta\varphi_s$  – зміна вигину зон з приростом напруги  $U$  на  $\Delta U$ .

Отримані вирази дійсні, якщо  $\Delta U \ll U$  та  $\Delta\varphi_s \ll \varphi_s$ . Для визначення концентраційного профілю  $N_{tr}(x)$  з використанням методики, що базується на поданні двох збіднюючих імпульсів напруги, у формулі (13.59) слід замінити  $\Delta Q_m'(U)$  на  $\Delta Q_{\tau,m}'(U)$ .

Максимуми експериментальних кривих  $\Delta Q'(\Delta t)$  і  $\Delta Q_{\tau}'(\Delta \tau)$  розміщуються при  $\Delta t = \Delta t_m = \ln(t_2/t_1)/e$  та  $\Delta \tau = \Delta \tau_m = \ln(\tau_2/\tau_1)/e$  відповідно, а їхнє положення не залежить від  $U$ , тобто для об'ємного рівня пасток у разі термоемісійного механізму спустошення  $d(\Delta t_m)/dU = de/dU = 0$  і  $d(\Delta \tau_m)/dU = de/dU = 0$ . Таку особливість максимумів спектрів Q-DLTS можна використати для ідентифікації піків.

Якщо у вимірювальний спектр Q-DLTS МОН-структури переважаючий внесок дає термоемісійне перезарядження ПС, тобто  $\Delta Q_{ss} \gg \Delta Q_{tr}$ , то за результатами вимірювань можна визначити спектральну густину поверхневих станів, що є важливим для дослідження шаруватих структур. У такому разі, наприклад, для структур з донорними пастками, можна визначити концентраційний профіль ПС у вигляді виразу:

$$N_{ss}(E_s) = \left[ 1 + \frac{C_{sc}(U)\Delta U}{C_i} \right] \cdot \frac{8 \cdot \Delta Q_m'(U)\Delta U}{A \cdot q \cdot \Delta\varphi_s(U)\Delta U}, \quad (13.61)$$

де  $E_s = E_c + kT \cdot \ln[\sigma_n \nu_n N_c \Delta t_m(U) / \ln(t_2/t_1)]$ ,  $E_c$  – енергетичне положення дна зони провідності,  $k$  – стала Больцмана,  $\sigma_n$  – переріз захоплення електронів пасткою,  $\nu_n = (8kT/\pi m^*)^{1/2}$  – середня теплова швидкість електронів,  $m^*$  – ефективна маса носія заряду (електрона),  $N_c = 2[2\pi \cdot m^* \cdot kT/h^2]^{3/2}$  – ефективна густина станів у зоні провідності,  $h$  – стала Планка.

Для визначення  $N_{ss}(E_s)$  з використанням методики двох збіднюючих імпульсів напруги, передбаченій у комплексі "Цукат-5", у формулі (13.61) слід замінити  $\Delta Q_m'(U)$  на  $\Delta Q_{\tau,m}'(U)$ . Сам вигин зон можна знайти з виразу:

$$\Delta\varphi_s = \int_U^{U+\Delta U} \left( 1 + \frac{C_{sc}}{C_i} \right)_U^{-1} dU \cong \left( 1 + \frac{C_{sc}}{C_i} \right)_U^{-1} \Delta U. \quad (13.62)$$

Якщо ПС мають неперервний енергетичний спектр, то швидкість емісії  $e$ , а також  $\Delta t_m$  та  $\Delta \tau_m$  вже будуть функціями напруги  $U$ . Тут положення максимумів кривих  $\Delta Q'(\Delta t)$  на  $\Delta Q_{\tau}'(\Delta \tau)$  залежать від  $U$ , тобто  $d(\Delta t_m)/dU \neq 0$ ,  $d(\Delta \tau_m)/dU \neq 0$ . Для донорних поверхневих станів

$$\Delta t_m(U) = \frac{\ln(t_2/t_1)}{\sigma_n \nu_n N_c} \cdot \exp[\Delta E_s(U)/kT], \quad (13.63)$$

де  $\Delta E_s = E_s - E_c$  – енергія активації поверхневих станів.

Якщо  $\Delta Q_{ss} \gg \Delta Q_{tr}$ , то вигляд залежності  $\varphi_s(U)$  можна встановити зміною полярності імпульсів напруги  $U$ , що подаються на взірець ТС, та

застосуванням малосигнального режиму вимірювання ( $\Delta U < kT/q$ ,  $\Delta\varphi_s < q \cdot kT$ ) різницевих спектрів  $\Delta Q'(\Delta t)$  і  $\Delta Q_\tau'(\Delta\tau)$ . Ця висота потенціального бар'єра ПС буде визначатись виразом

$$\varphi_s(U)_{\Delta U} = \varphi_{s0} + \Delta\varphi_s(U) = E_s(U)_{\Delta U} - E_F, \quad (13.64)$$

де  $\varphi_{s0}$  – початковий вигин зон в напівпровіднику на межі з діелектриком до подання напруги  $U$ ;  $\Delta\varphi_s = qU_1$ ,  $U_1$  – частина напруги  $U$ , яка спадає на шарі просторового заряду напівпровідника;  $E_F$  – енергетичне положення рівня Фермі в об'ємі напівпровідника. З виразу (13.64) видно, що вимірюючи різницеві спектри при  $U = 0$ , можемо також визначити і  $\Delta\varphi_{s0}$ . Очевидно, що

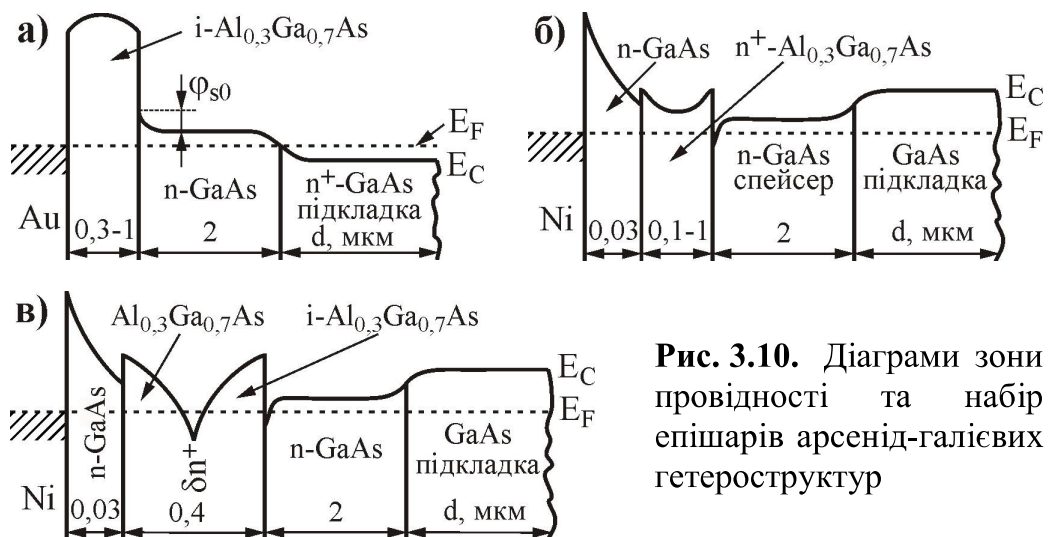
$$\Delta Q'(\Delta t)_{U=0, \Delta U \neq 0} = \Delta Q(\Delta t)_{U=\Delta U} \text{ та } \Delta Q_\tau'(\Delta\tau)_{U=0, \Delta U \neq 0} = \Delta Q_\tau(\Delta\tau)_{U=\Delta U}.$$

Для структур із  $\Delta Q_{ss} \ll \Delta Q_{tr}$  отримане значення енергії активації  $\Delta E$ , тобто відстань від рівня пасток  $E_{tr}$  в об'ємі напівпровідника до рівня Фермі  $E_F$  не залежить від  $U$  і визначається імпульсами напруги зворотної полярності. Ці ж формули для визначення концентраційного профілю  $N_{tr}$ ,  $N_{ss}$  та поверхневого потенціалу можна також використати для встановлення параметрів пасток у діодах Шотткі.

Таким чином, на відміну від C-DLTS, методика Q-DLTS дозволяє визначати параметри пасток і поверхневих станів на МДН-структурах, що є важливим для дослідження арсенід-галієвих шаруватих структур (надграток).

### 13.8. Експериментальні результати методики Q-DLTS на арсенід-галієвих гетероструктурах

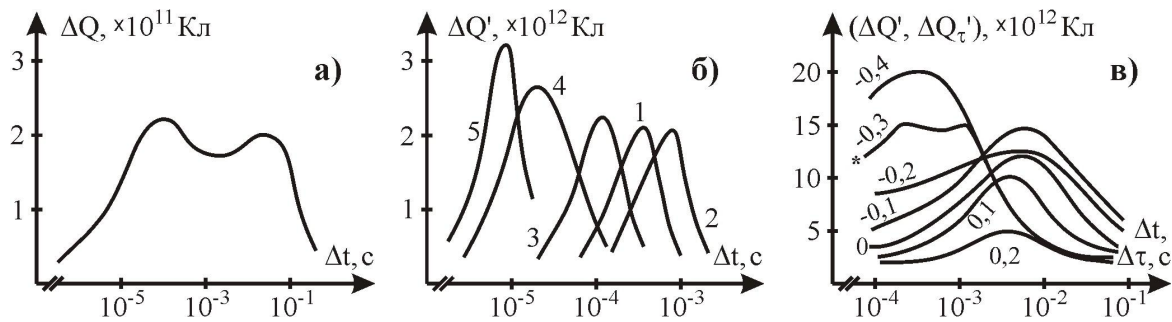
Аналоги МДН-структур з ізолюючим (і) шаром  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  як діелектриком (рис. 13.10) епітаксійно вирощували на легованих кремнієм GaAs-підкладках ( $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) з орієнтацією (110). Омічні контакти формували шляхом впалювання плівок In чи Au. Спектри  $\Delta Q(\Delta t)$ , отримані в режимі подання на ТС збагачуючих імпульсів напруги, достатніх для випрямлення вигину зон  $\varphi_{s0}$  (рис. 13.10, а), показали наявність двох піків А та В (рис. 13.11, а). За таких умов свій внесок у реєстрований сигнал давали практично всі перезаряджувані пастки з енергією вище квазірівноважного



**Рис. 3.10.** Діаграми зони провідності та набір епішарів арсенід-галієвих гетероструктур



рівня Фермі та розміщені як в об'ємі, так і на межі розділу. Енергетичне положення квазірівноважного рівня Фермі на межі розділу, а відповідно і напруженість внутрішнього електричного поля задавались за допомогою постійного зміщення  $U$ . При цьому енергетичні положення піків А та В у спектрах Q-DLTS не змінювались у всьому діапазоні напруг, що дозволяє вважати  $d(\Delta t_m)/dT = 0$ . Це вказує на термоемісійний механізм перезарядження пасток і практичну відсутність польової чи термопольової емісії носіїв.



**Рис. 13.11.** а) Спектр  $\Delta Q(\Delta t)$  ( $U = 1$  В) структури на рис. 13.10, а. б) Різницеві спектри  $\Delta Q'(\Delta t)$  цієї ж структури за умов збіднення ( $U_1 = 0$  В) та збагачення ( $U_2 = 0$  В,  $U_3 = 0,2$  В;  $U_4 = 0,4$  В;  $U_5 = 0,6$  В). в) Різницеві спектри  $\Delta Q'(\Delta t)$  та  $\Delta Q_t'(\Delta t)$  структури на рис. 13.10 б за умов  $U \leq 0$ ,  $\Delta U = -0,1$  В та  $U > 0$ ,  $\Delta U = +0,1$  В відповідно. Температура реєстрування усіх спектрів 350 К

Згідно з проведеними розрахунками, виявлені піки дуже добре інтерпретуються двома дискретними рівнями електронних пасток: пік А – рівнем з енергією активації  $\Delta E_A \approx 0,5$  еВ і перерізом захоплення  $\sigma_{nA} \approx 10^{-17}$  см<sup>2</sup> та пік В – рівнем з  $\Delta E_B \approx 0,35$  еВ і  $\sigma_{nB} \approx 1,5 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>. Для побудови залежностей  $\ln(e^{-1}T^2)$  від  $1/T$  і визначення  $\Delta E$  та  $\sigma_n$  використовували спектри  $\Delta Q(\Delta t)$ , отримані для різних значень  $T$ .

Зменшення товщини шару  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  призводить до спаду інтенсивності виділених піків А та В на загальному тлі, зумовленому перезарядженням станів з неперервним енергетичним спектром. Це свідчить, що пастки, відповідальні за формування піків, розташовуються в об'ємі ізолюючого шару  $i-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ . Якщо товщина цього шару менша 100 нм, то переважний внесок у спектр Q-DLTS дають поверхневі стани (ПС), розташовані на межі розділу  $n-GaAs-i-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ , де можна вважати  $\Delta Q_{ss} \gg \Delta Q_{tr}$ .

На рис. 13.11, б показано різницеві спектри  $\Delta Q'(\Delta t)$  таких структур, отримані за допомогою малосигнального режиму вимірювань зі збіднюючими (крива 1) та збагачуючими (криві 2 ÷ 5) імпульсами напруги. Як і очікувалось, різницеві спектри  $\Delta Q'(\Delta t)$  1 і 2 ( $U = 0$ ) збігаються зі спектрами  $\Delta Q(\Delta t)$  ( $|U| = \Delta U$ ), де напруга  $\Delta U$  подавалась у режимі збіднення і збагачення відповідно. З рис. 13.11, б видно, що  $d(\Delta t_m)/dU \neq 0$ , а максимальне значення  $\Delta Q_m'$  на спектральних кривих зростає зі збільшенням  $U$ . Останній результат свідчить про підвищення густини ПС в міру наближення до зони провідності. Аналогічно ведуть себе і спектри  $\Delta Q_t'(\Delta t)$ . З підвищенням  $U$  відбувається



зміщення спектрів в бік великих значень  $\Delta\tau$ , зростають  $\Delta\tau_m$  і  $\Delta Q_{\tau,m}'$ , що свідчить про наявність  $\mathcal{U}$ -подібного спектра ПС в таких шаруватих структурах.

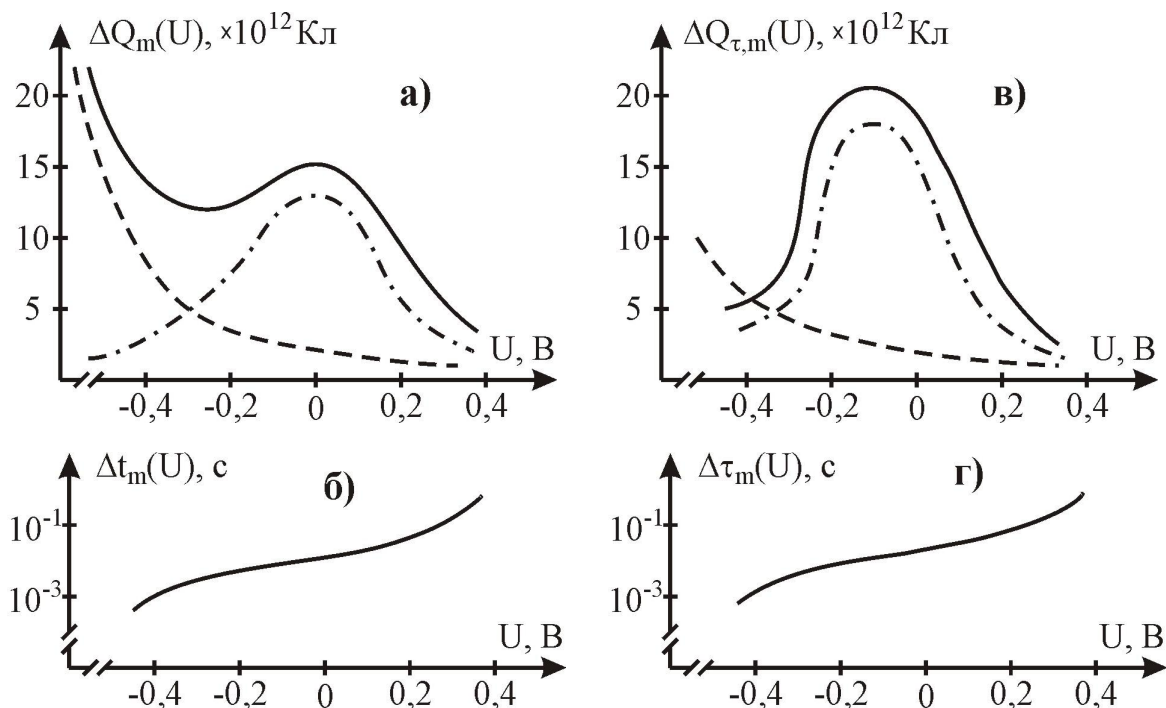
У разі зменшення товщини ізолюючого шару до величин менших 50 нм різко зростають струми втрат у досліджуваній структурі, що унеможлиблює застосування постійної напруги зміщення  $U$ , яка, зазвичай, використовується для проведення релаксаційної спектроскопії ПС, розташованих нижче рівноважного рівня Фермі. В такому випадку параметри поверхневих станів вдавалось отримати лишень із спектрів  $\Delta Q_{\tau}'(\Delta\tau)$  та  $\Delta Q_{\tau}'(\Delta\tau)$ . Власне в цьому і полягає основна перевага методики Q-DLTS (порівняно з C-DLTS), за допомогою якої можна отримувати якісну і кількісну інформацію щодо поверхневих станів МОН-структур та надграток (шаруватих структур).

Для визначення енергії  $\Delta E_{s0} = E_{s0} - E_c$ , де  $E_{s0}$  – енергетичне положення рівня Фермі на межі розділу гетероструктури при  $U = 0$ , та висоти потенціального бар'єра  $\phi_{s0}$  були використані малосигнальні спектри  $\Delta Q(\Delta t)$ , отримані за декількох різних температур. Значення  $\Delta E_{s0}$  було обчислене із спектрів, виміряних у режимі подання збагачуючих імпульсів напруги  $U$ , а  $\phi_{s0}$  – збіднюючих. Згідно з проведеними розрахунками,  $\Delta E_{s0} \approx 0,58$  еВ,  $\phi_{s0} \approx 0,47$  еВ. Слід зазначити, що вказане значення  $\phi_{s0}$  збігається зі значенням  $\phi_{s0}$ , отриманими за допомогою вимірювань кінетики фото-е.р.с. за умови високої інтенсивності імпульсного освітлення.

Модульовано-леговані гетероструктури (МЛГС) є основою сучасних надграток резонансно-тунельних діодів і транзисторів. Для дослідження таких структур, показаних на рис. 13.10, б, до захисного (спейсерного) шару n-GaAs формувався Ni-контакт Шотткі шляхом термічного напилення у вакуумі. Для створення омичного контакту до шару  $n^+-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  ( $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) застосовувалось впалювання In. Очевидно, що напруга  $U$ , яка подається на структуру, буде змінювати зарядовий стан ПС і вигин зон лише на межі Ni-n-GaAs та n-GaAs- $n^+-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ , а також заряд пасток в об'ємі спейсерного шару n-GaAs та шару  $n^+-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ . Завдяки цьому можна отримувати зарядові релаксаційні характеристики вказаних шарів МЛГС.

Для спектрів Q-DLTS- $\Delta Q(\Delta t)$ , отриманих з поданням на МЛГС збагачуючих імпульсів напруги  $U > 0,5$  В, характерним є наявність піка А, зумовленого підвищенням спектральної густини пасток з енергією поблизу середини забороненої зони GaAs ( $\Delta E_A \approx 0,7$  еВ). Як показали розрахунки, проведені на основі отриманих спектрів  $\Delta Q(\Delta t)$  за декількох значень температури, цей пік можна інтерпретувати перезарядженням дискретного рівня донорних пасток з енергією активації  $\Delta E_A = 0,69$  еВ та перерізом захоплення  $\sigma_{nA} = 10^{-13} \text{ см}^2$ .

Рис. 13.11, в демонструє різницеві спектри  $\Delta Q'(\Delta t)$ , отримані за умов збагачення ( $U \leq 0$ ), та  $\Delta Q_{\tau}'(\Delta\tau)$  – за умов збіднення ( $U > 0$ ), а рис. 13.12 – знайдені з використанням цих спектрів залежності  $\Delta Q_m'(U)$ , і  $\Delta Q_{\tau,m}'(U)$ ,  $\Delta t_m'(U)$  та  $\Delta\tau_m'(U)$ . Зі збільшенням напруги  $U$ , поданої на МЛГС в прямому напрямі, до  $\approx -0,3$  В положення максимуму піка А в спектрах  $\Delta Q(\Delta t)$  практично не змінюється, однак при  $U = -0,3$  В в спектрі  $\Delta Q'(\Delta t)$  (відміченому \*) появляється новий пік, який можна розглядати суттєвим внеском у спектр для відносно великих значень  $U$  і пасток з енергією активації меншою, ніж



**Рис. 13.12.** Експериментальні залежності для структури, зображеної на рис. 13.10, б: а)  $\Delta Q_m(U)$  ( $U \leq 0$ ); б)  $\Delta t_m(U)$  ( $U \leq 0$ ); в)  $\Delta Q_{\tau,m}'(U)$  ( $U > 0$ ); г)  $\Delta \tau_m(U)$  ( $U > 0$ ). Температура реєстрування усіх спектрів 350 К

енергія активації пасток, які відповідають піку А.

Цей новий пік переважає у спектрах  $\Delta Q'(\Delta t)$  за умови  $U < -0,3$  В, зростаючи та зміщуючись зі збільшенням  $U$  в бік менших значень  $\Delta t$ . Така поведінка може бути пов'язана, як було зазначено вище, з наявністю  $\mathcal{U}$ -подібного неперервного спектра ПС та збільшенням внеску цих станів у вимірюваний спектр  $\Delta Q'(\Delta t)$ . Поведінка спектральних кривих  $\Delta Q_{\tau}'(\Delta \tau)$  при  $U > 0$  є типовою для структур, в яких переважає перезарядження ПС.

Таким чином, енергетичний спектр пасток у досліджуваному об'ємі МЛГС можна подати у вигляді суми  $\mathcal{U}$ -подібного неперервного спектру ПС (рис. 13.12, а, в), внесок яких зображений пунктирною лінією, і спектра ПС зі зростаючою густиною поблизу середини забороненої зони в спейсерному n-GaAs-шарі (штрих-пунктирна лінія). Із залежності  $\Delta t_m(U)$  (рис. 13.12, б) також виходить, що похідна  $d(\Delta t_m)/dU > 0$  для всіх значень  $U$ , що характерно для ПС. Одночасно в межах об'єму з підвищеною густиною ПС величина  $d(\Delta t_m)/dU$  дещо зменшується, відповідно зменшується вплив напруги зміщення на енергетичне положення рівня Фермі  $E_s$ . Такий ефект можна розглядати як частковий пінінг рівня Фермі на межі Ni-n-GaAs і його можна описати залежністю:

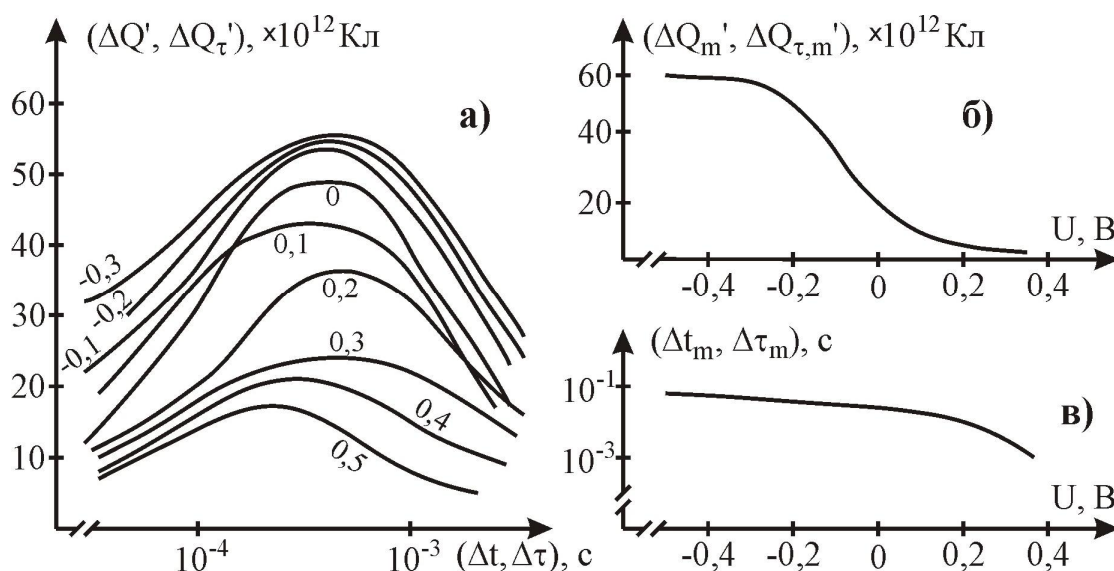
$$F(U) = \frac{d[\Delta E_s(U)]}{dU} \cong \frac{1}{\Delta t_m(U)} \cdot \frac{d[\Delta t_m(U)]}{dU} \quad (13.65)$$

з екстремумом при  $\Delta E_s = \Delta E_{sm} \approx 0,07$  еВ, який збігається з максимумом

густини ПС. Тому очевидно, що з посиленням пінінгу рівня Фермі похідна  $d(\Delta t_m)/dU$  зменшуватиметься, а у разі повного захоплення буде рівною нулю.

Для дослідження гетероструктур із  $\delta$ -легованим шаром  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  (рис. 13.10, в) до шару з аномально високою концентрацією вільних електронів формувалася омичний In-контакт, а також Ni-контакт Шотткі до спейсерного шару n-GaAs. Аналогічно, як і для структур з ізолюючим шаром  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  (рис. 13.10, а), в спектрах  $\Delta Q(\Delta t)$ , ( $U \geq -0,5$  В, режим збагачення) спостерігалось 2 піки: А та В. Аналіз результатів вимірювань  $\Delta Q(\Delta t)$  для декількох температур показав, що піки можуть бути зумовлені перезаряджанням двох типів пасток з параметрами  $\Delta E_A \approx 0,68$  еВ,  $\sigma_{nA} \approx 10^{-14}$  см<sup>2</sup> і  $\Delta E_B \approx 0,27$  еВ,  $\sigma_{nB} \approx 1,25 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>. В різницевих спектрах Q-DLTS також спостерігались обидва піки.

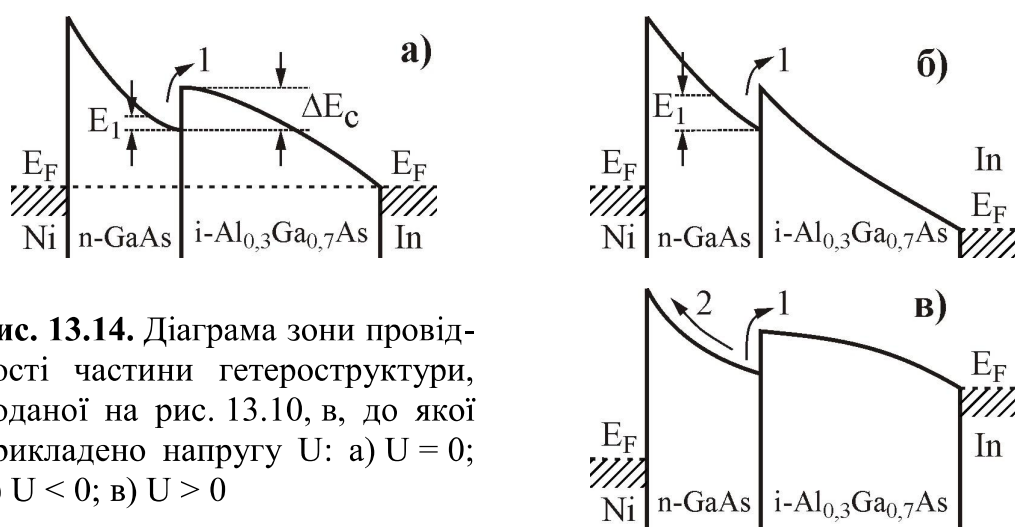
Положення й амплітуда піка А практично не залежала від напруги  $U$ , що можна пояснити розміщенням відповідальних за його формування пасток в ізольованому об'ємі  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ . В той же час зміна напруги  $U$  призводила до сильних змін амплітуди та положення піка В. У разі зменшення  $U$  амплітуда піка В зростає (рис. 13.13), що свідчить про локалізацію відповідальних за його появу пасток поблизу або на поверхні структури. З іншого боку, подання зворотної напруги призводить до зменшення енергії активації пастки В, а не її збільшення, що характерне для ПС. Крім того, похідна  $d(\Delta t_m)/dU < 0$ . Таку аномальну поведінку піка можна пояснити, якщо припустити, що в захисному шарі n-GaAs на межі з  $i-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  формується двовимірна потенціальна яма (ПЯ) для електронів, яка виконує роль пастки під час релаксаційної спектроскопії структури (рис. 13.14). Її енергія активації, яка визначається із спектра Q-DLTS, становитиме  $\Delta E_\omega \approx \Delta E_c - E_1$ , де  $\Delta E_c$  – розрив зони провідності,  $E_1 = (\hbar^2/8\pi \cdot m^*)^{1/2} \cdot (9\pi \cdot q \cdot F/8)^{2/3}$  – перший рівень квантової ями



**Рис. 13.13.** а) Різницеві спектри  $\Delta Q(\Delta t)$  та  $\Delta Q'(\Delta t)$  структури, поданої на рис. 13.10, в ( $T = 400$  К,  $|\Delta U| = 0,1$  В); б) спектри  $\Delta Q_m'(U)$  ( $U \leq 0$ ) та  $\Delta Q_{\tau,m}'(U)$  ( $U > 0$ ); в) залежність  $\Delta t_m(U)$  ( $U \leq 0$ ) та  $\Delta \tau_m(U)$  ( $U > 0$ )

(рис. 13.14, а, б),  $F$  – напруженість електричного поля на гетеропереході.

Із рис. 13.14 видно, що  $E_1$ , а відповідно і  $\Delta E_\omega$ , є функцією напруги  $U$ , причому зворотна напруга  $U$  зменшує енергію активації  $\Delta E_\omega$  (процес 1), оскільки зростає  $F$  і відповідно  $E_1$ . У разі прямої напруги зміщення  $E_1 \rightarrow 0$ , а енергія активації сягає свого максимального значення до тих пір, поки процес 2 (перехід електронів у бік металу Ni) є незначним. Тому можна зробити висновок, що знайдене із спектрів Q-DLTS максимальне значення енергії активації для пасток, які формують пік В, рівне розриву зони провідності  $\Delta E_c$ .



**Рис. 13.14.** Діаграма зони провідності частини гетероструктури, поданої на рис. 13.10, в, до якої прикладено напругу  $U$ : а)  $U = 0$ ; б)  $U < 0$ ; в)  $U > 0$

На відміну від ситуації на межі  $n\text{-GaAs}-n^+\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  в МЛГС енергетичний бар'єр для електронів на межі  $n\text{-GaAs}-i\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  не є тунельно прозорим практично для всіх значень енергії електрона, менших бар'єра, а імовірність термопольової та польової емісії практично рівна нулю. Таким чином, спектри Q-DLTS можуть бути використані для дослідження багатошарових гетероструктур (надґраток) з метою визначення параметрів квантових ям, зокрема висоти потенціального бар'єра на гетеропереході (глибини ПЯ). Власне тому метод Q-DLTS дозволяє більші можливості досліджень як МОН-структур, так і гетероструктур, ніж метод C-DLTS.

Підсумовуючи цей розділ слід окремо додати, що дослідження методами ємнісної та зарядової DLTS не потребують дорогого обладнання і за допомогою сучасних комп'ютеризованих вимірювальних пристроїв можуть бути реалізовані практично у кожній науковій лабораторії. Ще однією перевагою цих методів є їхній неруйнівний характер, тоді як до недоліків – потреба у спеціальному взірці – діоді чи структурі Шотткі та складність інтерпретації спектрів у випадку значної кількості глибоких рівнів, що відповідають різним зарядовим станам пасток.