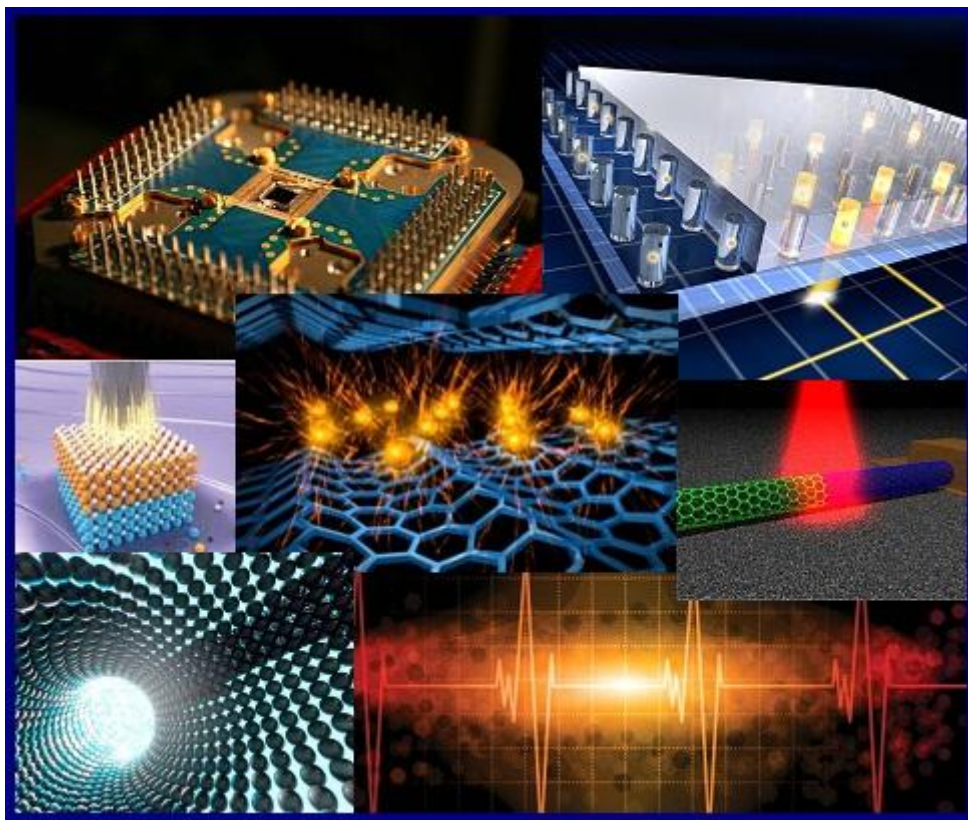


В. С. Осадчук, О. В. Осадчук

# ФІЗИЧНА НАНОЕЛЕКТРОНІКА



Міністерство освіти і науки України  
Вінницький національний технічний університет

**В. С. Осадчук, О. В. Осадчук**

# **ФІЗИЧНА НАНОЕЛЕКТРОНІКА**

**Навчальний посібник**

Вінниця  
ВНТУ  
2015

УДК 691.327  
ББК 32. 86-5-01; 22.379  
О72

Рекомендовано до друку Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 7 від 26.02.2014 р.).

Рецензенти:

**Б. В. Павлик**, доктор фізико-математичних наук, професор

**В. Г. Петрук**, доктор технічних наук, професор

**Й.Й. Білинський**, доктор технічних наук, професор

**Осадчук, В. С.**

**О72** Фізична нанoeлектроніка : навчальний посібник / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. – Вінниця: ВНТУ, 2015. – 146 с.

У навчальному посібнику розглянуто фізичні явища у квантових структурах: квантове обмеження, балістичний транспорт носіїв заряду, тунелювання через потенціальні бар'єри квантових частинок, тунельно-резонансний ефект, кулонівська блокада, квантовий ефект Холла, електрооптичні явища в квантових структурах, спінові ефекти. Описані методи створення елементів наноструктур, принципи роботи інструментів для дослідження і побудови нанооб'єктів. Розглянуто принципи роботи і конструкції нанoeлектронних приладів і пристроїв. Навчальний посібник підготовлено відповідно до програми дисципліни "Фізичні основи мікро- та нанотехнологій" для студентів і магістрів спеціальностей 7.05080101, 8.05080101 – "Мікро- та нанoeлектронні прилади".

УДК 691.327  
ББК 32.86-5-01; 22.379

## Зміст

<b>Вступ</b> .....	5
<b>1 Квантово-механічні явища в наноструктурах</b> .....	7
1.1 Основні тенденції розвитку наноелектроніки.....	7
1.2 Квантове обмеження. Квантова плівка, квантовий дріт, квантова точка.....	12
1.3 Балістичний транспорт носіїв заряду. Середня довжина вільного пробігу. Квант опору.....	17
1.4 Тунелювання носіїв заряду. Коефіцієнт тунельної прозорості.....	22
1.5 Тунельно-резонансний ефект.....	27
1.6 Кулонівська блокада.....	29
1.7 Електрооптичні ефекти у квантових структурах.....	33
1.8 Квантовий ефект Холла.....	38
1.9 Спінові ефекти. Спін-поляризовані матеріали.....	40
Контрольні питання.....	42
Література.....	43
<b>2 Елементи нанорозмірних структур</b> .....	44
2.1 Вільна поверхня і міжфазні границі поділу.....	44
2.2 Надгратки. Напружені і релаксовані наноструктури.....	45
2.3 Моделювання квантових конфігурацій. Методи молекулярної динаміки і молекулярної механіки.....	48
2.4 Структури з квантовим обмеженням за рахунок внутрішнього електричного поля. Квантові ями. Правило Андерсона.....	52
2.5 Утворення модуляційно-легованих квантових структур.....	55
2.6 Утворення дельта-легованих квантових структур.....	57
2.7 Структури метал–діелектрик–напівпровідник.....	59
2.8 Структури із розщепленим затвором.....	60
Контрольні питання.....	61
Література.....	62
<b>3 Інструменти для вимірювання параметрів наноструктур</b> .....	63
3.1 Методи дослідження наноструктур.....	63
3.2 Атомно-силовий мікроскоп.....	65
Контрольні питання.....	68
Література.....	68

<b>4 Матеріали наноелектроніки.....</b>	<b>69</b>
4.1 Фулерени.....	69
4.2 Вуглецеві нанотрубки.....	72
4.3 Нанорозмірні гетероструктури.....	74
4.4 Графен.....	75
Контрольні питання.....	77
Література.....	77
<b>5 Нанотехнологія створення функціональних елементів.....</b>	<b>78</b>
5.1 Методи осадження плівок.....	78
5.2 Молекулярно-променева епітаксія.....	81
5.3 Методи виготовлення наноструктур за допомогою скануючих зондів.....	83
5.4 Атомна інженерія. Паралельні і перпендикулярні процеси.....	85
5.5 Електронно-променева літографія.....	89
5.6 Профілювання резистів скануючими зондами. Нанодрук.....	92
5.7 Порівняння нанолітографічних методів.....	95
5.8 Самокеруючі процеси. Самовпорядкування.....	97
5.9 Самоскладання в об'ємних матеріалах.....	100
5.10 Нанокристаліти в неорганічних і органічних матеріалах.....	102
Контрольні питання.....	103
Література.....	105
<b>6 Наноелектронні прилади і пристрої.....</b>	<b>106</b>
6.1 Одноелектронні транзистори і прилади на їх основі.....	106
6.2 Транзистори з резонансним тунелюванням.....	109
6.3 Модуляційно-леговані транзистори.....	112
6.4 Біполярні транзистори на гетеропереходах.....	114
6.5 Транзистори на гарячих електронах.....	117
6.6 Спінтронні прилади.....	120
6.7 Інтерференційні транзистори.....	124
6.8 Джерела світла на основі квантових гетероструктур.....	125
6.9 Джерела світла на квантових точках.....	128
6.10 Пристрої модуляції на основі квантових ям.....	131
6.11 Квантово-точкові кліткові автомати і безпровідна електронна логіка.....	133
6.12 Нанокomp'ютери.....	135
Контрольні питання.....	136
Література.....	138

## Вступ

Нанотехнологія за останні десятиліття стала однією з найбільш важливих перспективних галузей знань, які об'єднують фізику, хімію, біологію, технічні науки. Дослідження і розробка в області нанотехнологій проводяться в багатьох країнах, в тому числі і в Україні, наприклад, у рамках комплексної програми НАН України "Наноструктурні системи, наноматеріали, нанотехнології", українсько-російської програми "Нанофізика і наноелектроніка" і др. Лавиноподібно зростають публікації в області нанотехнологій, а також кількість міжнародних наукових конференцій за даною тематикою.

Приставка "нано", яка визначає одну мільярдну частину цілого ( $10^{-9}$ ), а разом з нею і терміни "нанометр", "наночастинки", "наноструктури", "наноматеріали", "наноелектроніка", і "нанотехнології" виникли в науковій літературі порівняно недавно. В 1974 році вперше з'явилося поняття "нанотехнології", яке запропонував японський вчений Н. Танігучі. У найзагальнішому сенсі нанотехнології включають створення і використання матеріалів, пристроїв і технічних систем, функціонування яких визначається наноструктурою, тобто упорядкованим фрагментом розміром від 1 до 100 нанометрів.

Виділяють такі типи наноматеріалів: нанопористі структури, наночастинки, нанотрубки і нановолокно, нанодисперсії (калоїди), наноструктуровані поверхні і плівки, нанокристали і нанокластери. При складній формі і будові наночастинки як характеристичний розмір не розглядають її розмір у цілому, а розглядають розмір її структурного елемента. Такі частинки отримали назву наноструктур, проте їх лінійні розміри можуть перевищувати 100 нм. Анізотропія структурних елементів наноструктур визначає їх належність до класу нуль-, одно-, дво- і тривимірних наноструктур.

Такі властивості матеріалів як магнітні, оптичні, електричні визначаються колективною взаємодією у твердих тілах, проте при переході від об'ємного стану до наноматеріалів ці властивості не зберігаються. Це не можна пояснити лише за рахунок зростання їх питомої поверхні і збільшення відносної кількості поверхневих атомів без врахування квантоворозмірних ефектів. На основі цих ефектів можна пояснити такі явища як квантові точки, зміна ширини забороненої зони за рахунок локалізації екситонів, перехід ферромагнітних матеріалів у супермагнітний стан. Слід підкреслити, що згадку про методи, які пізніше отримали назву нанотехнологій, зробив у 1959 році американський вчений Р. Фейнман у своїй видатній лекції "Там, на споді, багато місця" [1]. На основі фундаментальних законів фізики він довів, що нема ніяких обмежень до того, щоб створювати матеріальні об'єкти прямо з атомів, уявляв собі гравірування ліній шириною у декілька атомів за допомогою електронного пучка, тим самим провістив електронно-променевою літографію, яка сьогодні використовується для виготовлення мікро- і наноелектронних приладів.

Нанотехнологія за оцінками експертів вплине і перебудує всі галузі промислового виробництва, приведе до нової науково-технічної революції, що у свою чергу вплине на розвиток соціальної структури суспільства. За багатьма прогнозами розвиток нанотехнологій буде визначати обличчя 21 століття, подібно до того, як відкриття атомної енергії, винахід лазера, транзистора і комп'ютера визначили обличчя 20 століття.

В навчальному посібнику розглянуто фізичні явища у квантових структурах, такі як квантове обмеження, балістичний транспорт носіїв заряду, тунелювання через потенціальні бар'єри квантових частинок, тунельно-резонансний ефект, кулонівська блокада, квантовий ефект Холла, електрооптичні явища в квантових структурах, спінові ефекти. Описано методи створення елементів квантових структур, принципи роботи інструментів для дослідження і розбудови нанооб'єктів. Дано опис нанотехнологічних методів виготовлення функціональних елементів нанoeлектроніки. Розглянуто принципи роботи і конструкції нанoeлектронних приладів і пристроїв.

# 1 КВАНТОВО-МЕХАНІЧНІ ЯВИЩА ВНАНОСТРУКТУРАХ

Поведінка рухливих носіїв заряду (електронів і дірок) в нанорозмірних структурах визначають такі групи фундаментальних явищ: квантове обмеження, балістичний транспорт і квантова інтерференція, а також тунелювання. Всі ці ефекти за своєю природою це типові квантово-механічні явища.

Квантове обмеження виникає тоді, коли вільний рух електронів в одному із напрямків є обмеженим потенціальними бар'єрами, які утворюють наноструктуру, в якій ці електрони існують. Воно змінює спектр дозволених енергетичних станів і впливає на перенесення носіїв заряду через наноструктуру. Транспорт носіїв заряду може здійснюватися як паралельно, так і перпендикулярно до потенціальних бар'єрів. У випадку руху носіїв заряду уздовж потенціальних бар'єрів домінуючим ефектом є балістичний транспорт і квантова інтерференція. Проходження носіїв заряду через потенціальні бар'єри має місце виключно за рахунок їх тунелювання, що забезпечує перенесення носіїв з одної області наноелектронного приладу в другу [2–6].

## 1.1 Основні тенденції розвитку наноелектроніки

Еволюція мікроелектронних приладів визначається багатьма факторами, але важливішими з них виступають вимоги до постійного зростання пам'яті інтегральних схем і швидкості передачі інформації, зростання ефективності оптичного зв'язку. Ці вимоги задовольняють електронні прилади з підвищеною швидкодією і зменшеними розмірами, як у випадку кремнієвих інтегральних схем, наприклад, ОЗП (оперативний запам'ятовуючий пристрій). На рис.1.1 показано зменшення критичних розмірів МДН транзисторів і відповідно щільності запису на них, яка вимірюється кількістю бітів на чип, на найближчі двадцять років.

Наприклад, характерні розміри елементів  $L$  стандартних ОЗП – чипів на 256 Мбіт, які містять біля  $10^9$  транзисторів, складають приблизно 100 нм. В структурах з такими розмірами опис процесів перенесення зарядів ще можливо розглядати в рамках класичної теорії, проте цей розгляд вже істотно є на самій межі проявлення квантових ефектів. Тому дослідники повинні вводити нові уявлення про квантові процеси перенесення носіїв заряду.

На теперішній час вважається, що сучасна кремнієва технологія буде використовуватися до розмірів елементів приблизно 10нм, але нижче цієї межі повинні бути створені транзистори, робота яких основана на нових принципах (одноелектронні транзистори, прилади з резонансним тунелюванням). Новітні прилади такого типу (їх теорія основана на принципах квантової фізики) буде розглянута нижче. Цікаво відмітити, що квантові ефекти в напівпровідниках  $A^3B^5$ , тобто напівпровідникові сполуки елемен-



тів третьої та п'ятої груп, іноді проявляються і при більших розмірах структур, внаслідок зменшення ефективної маси електронів і відповідно збільшення довжини хвилі де Бройля.

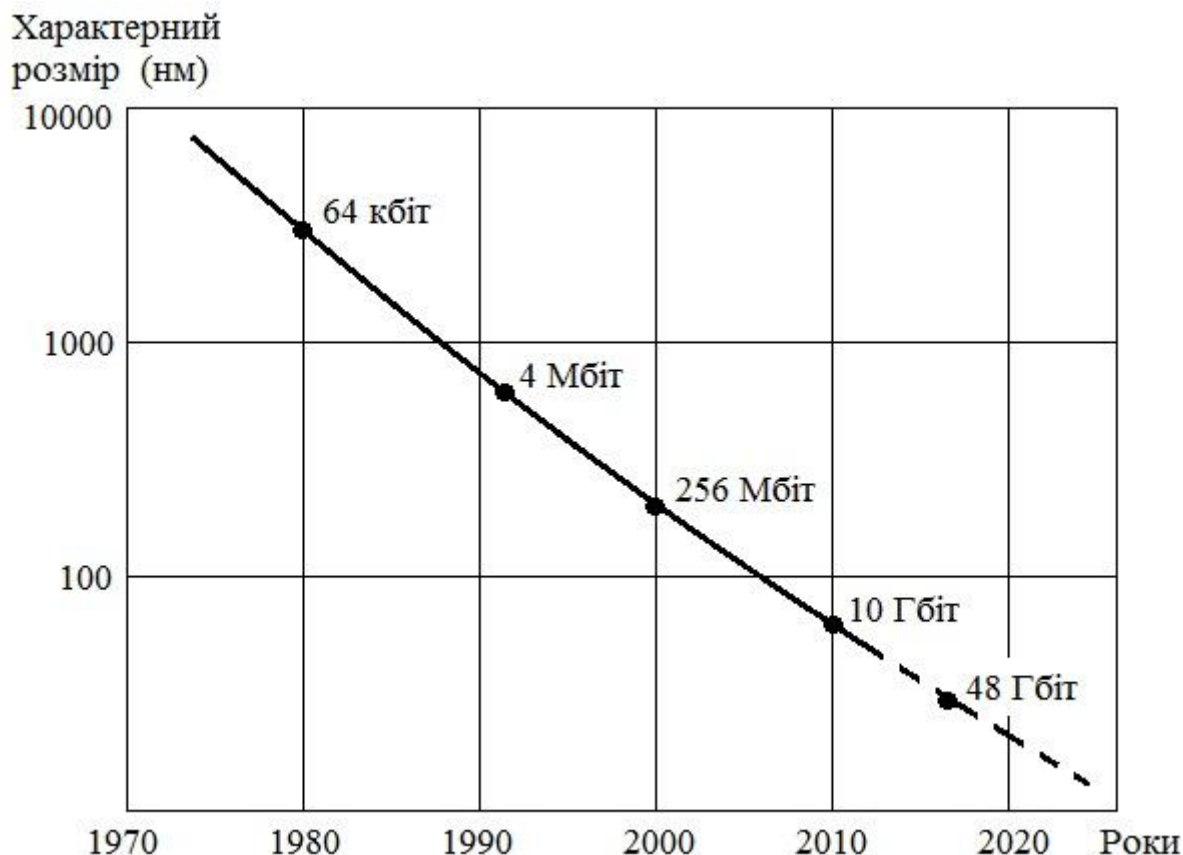


Рисунок 1.1 – Зміна мінімальних розмірів елементів кремнієвих чипів типу запам'ятовуючих пристроїв

Сучасна промисловість, засоби зв'язку, комунікаційні системи інформації, військова і космічна техніка постійно удосконалюються, тому можна упевнено сказати, що в близькому майбутньому мікроелектроніку в науці і промисловості замінить наноелектроніка, з характерними розмірами біля 10 нм.

Не дивлячись на вражаючі успіхи в області виготовлення напівпровідникових приладів і розробку технології протягом останнього десятиліття, прогрес у розвитку нових систем архітектури, що дозволяє об'єднати роботу мільярдів транзисторів, поки не відповідає розвитку технології. В зв'язку з цим на теперішній час розробляються нові архітектурні рішення паралельної обробки інформації і т. п.

Значний прогрес у розвитку наноелектроніки став можливим, насамперед, завдяки розвитку техніки осадження дуже тонких плівок, які утворюють гетероструктури, в яких електрони ніби опинились розташованими (локалізованими) в середині двовимірних (2D) наносистем. Існування раніш стандартних методів отримання тонких плівок (осадження, напилення)

не дозволяли формувати гетероструктури необхідної якості. Проте у 80-ті роки були розроблені нові технології, такі як молекулярно-променева епітаксія і газофазна епітаксія на основі металоорганічних сполук. В технологічних методах молекулярно-променева епітаксія здійснюється вирощуванням плівок необхідної сполуки в умовах надвисокого вакууму (тиск  $10^{-10}$  мбар). Необхідна речовина випаровується в циліндричній ефузійній комірці Кнудсена при досить високих температурах. Вилітаючи з комірки атоми або молекули формують молекулярний промінь, який рухається по прямих лініях до підкладки, на якій вони конденсуються. Цей метод дозволяє отримувати високоякісні плівки, проте він є дорогим і малопродуктивним. Метод осаджування з газової фази дозволяє вирощувати шар арсеніду GaAs на підкладці при температурі 500 °C за рахунок хімічної реакції газоподібного AsH<sub>3</sub> з триметилгалієм (CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>Ga при знижених тисках. Ця техніка дозволяє здійснювати осадження на декілька пластин одночасно, що є привабливим для промисловості.

В науковій літературі часто обговорюється межа розмірів приладів у світі їх еволюції. Розумно вважати, що швидкість зменшення цих розмірів, яка визначається законом Мура, повинна якось загальмуватися в найближчі роки, оскільки всі фізичні межі з точки зору промислового і економічного розвитку будуть досягнуті в теперішньому десятилітті.

Технологічна межа визначається декількома факторами, з яких відмітимо два. По перше, в будь-якому випадку необхідно враховувати тепловиділення працюючого електронного приладу, яке не можна звести до нуля, оскільки тепловий баланс системи обмежується відповідними коефіцієнтами теплопровідності матеріалів, які використовуються і кількістю молекулярних шарів. По друге, існує так званий фактор "розкиду параметрів" в промисловому виробництві. Наприклад, багато електричних параметрів МДН-транзисторів контролюється легуванням, проте при дуже малих розмірах легової області (біля 1 мкм<sup>3</sup>) кількість легуючих атомів є настільки малою (біля 10), що точне керування розкидом цього параметра стає неможливим.

Окрім вказаних технологічних меж, існують більш серйозні обмеження, які пов'язані з фундаментальними законами природи, що отримали назву фізичних меж. Хоча існуючі прилади ще не вийшли на ці межі, проте їх необхідно враховувати.

**1. Теплова межа.** Енергія, яка необхідна для запису одного біта інформації повинна складати декілька кТ, середня енергія теплових флуктуацій. Наприклад, в КМДН-транзисторах найменше значення запису одного біта повинно бути не нижче 2 еВ, тобто, приблизно 100 кТ при кімнатній температурі або  $3 \cdot 10^{-19}$  Дж.

**2. Релятивістська межа.** Очевидно, що швидкість розповсюдження сигналу не може перевищувати швидкість світла. Вважаючи, що мікропроцесор має розміри в декілька сантиметрів, то час проходження сигналу в ньому буде складати  $10^{-10}$  с, тобто при частоті 10 ГГц.

**3. Принцип невизначеності.** Відповідно до принципу невизначеності Гейзенберга енергія і час запису або зчитування біта інформації пов'язані між собою співвідношенням  $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ . Для надійної роботи системи необхідно, щоб  $\Delta E \Delta t$  складало  $100 \hbar$ , внаслідок чого для енергії порядку  $10^{-19}$  Дж у майбутньому колі з ростом частоти буде легко досягтися квантова межа.

Сучасна наноелектроніка розвивається одночасно в декількох напрямках, одним з яких виступає наноелектроніка твердого тіла, що є головним в нашому подальшому вивченню цього курсу. Основою такої електроніки виступають гетероструктури добре вивчених матеріалів (Si, SiO<sub>2</sub>, сполуки A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>), а також деякі типи транзисторів з гетеропереходами, одноелектронні, з резонансним тунелюванням, балістичні та інші. Проте деякі із задач сучасної електроніки (наприклад, розпізнавання мови і візуальних образів) потребують настільки великих обчислювальних потужностей, що дослідники займаються пошуком радикально нових приладів і матеріалів. Деякі з альтернативних рішень такі, наприклад, як надпровідна електроніка і спінтроніка, можуть використовувати технологію виготовлення елементів, яка принципово не відрізняється від використаних на теперішній час промисловістю для виготовлення інтегральних схем. Надпровідна електроніка, ідеї якої починались з 70-х років (перші прототипи отримані в 80-х), основана на надпровідникових переходах джозефсонівського типу, які являють собою два надпровідних шари, що розділені тонким шаром окисної ізолюючої плівки, через яку відбувається тунелювання надпровідної електронної пари. Переваги електронних пристроїв такого типу основані на тому, що джозефсонівські переходи дозволяють працювати при дуже високих швидкостях (час перемикання 1 – 10 пікосекунд) через що розсіювана потужність дуже мала і електричним опором з'єднувальних ліній можна практично знехтувати.

Як друга альтернатива технології запропонована так звана **спінтроніка**, в якій для запису біта інформації використовується орієнтація спіна електрона. Так звані електрон-спінові транзистори являють собою тришарову структуру, в якій шар напівпровідника (база) міститься між двома шарами феромагнетика (емітер і колектор). Електрони, магнітний стан яких задається емітером, поступають в колектор через базу тільки у тому випадку, коли їх спіни паралельні напрямленню намагніченості колектора. Такі розробки проводяться паралельно з роботами в магнітоелектроніці для створення магнітних оперативних запам'ятовуючих пристроїв, які працюють на ефектах **гігантського магнітоопору** і на магнітних тунельних переходах, які отримали в 1995 році. Електрон-спінові транзистори можуть мати величезні перспективи, якщо дослідникам вдасться інтегрувати їх в широко розповсюджені КМДН-схеми.

Існують і інші радикальні альтернативи розвитку наноелектроніки, з яких слід згадати, насамперед, **молекулярну електроніку**, яка працює на використанні різних станів або конфігурацій молекул (наприклад, паралельному або антипаралельному впорядкуванні спінів неспарених електро-

нів). При цьому зміна станів є швидкою і не потребує значних енергій, а також стимулюється зовнішніми сигналами, реєструється зондами і т. п. Якщо основу на таких принципах електроніку дійсно стане можливим створити, то це приведе до дивовижного прогресу і мініатюризації, оскільки характерні розміри молекул на порядки менше, ніж розміри елементів існуючих інтегральних схем. Великою перевагою молекул виступає присутність їм здатність до самоорганізації в тривимірні супрамолекулярні структури, не говорячи вже про те, що розвиток скануючої атомно-силової мікроскопії дозволяє маніпулювати окремими молекулами. Як приклади об'єктів молекулярної електроніки можна вказати на молекули азобензолу, гідразобензолу і т. д.

**Великою перевагою органічних сполук в порівнянні з неорганічними** є те, що їх значно легше ізолювати, тобто отримувати і досліджувати у вигляді окремих молекул. Можливо у майбутньому молекули стане можливим з'єднувати при допомозі молекулярних проводів або нанотрубок, проте на сьогодні увага дослідників звернена на металеві та напівпровідникові контакти. Однією з головних проблем молекулярної електроніки є забезпечення інтерфейсу або створення комунікаційних зв'язків "обчислювальних молекул" із зовнішнім світом.

Закінчуючи перелік можливостей, слід зауважити про так звану біоелектроніку, принципи якої пов'язані з функціонуванням біологічних систем. В спробах копіювання природних процесів ми не завжди повинні зацікавлюватися лише на міркуваннях розміру. Наприклад, нейрони нервової системи досить великі розміри для масштабу нанотехнології, проте наноелектроніка може отримати багато корисної і важливої інформації з досліджень самої здатності паралельної обробки інформації в таких системах, не кажучи про можливість імітації тривимірної архітектури і топології зв'язків в обчислювальних системах живих організмів. Окрім цього, вивчення нейронних мереж дозволяє нам краще зрозуміти принципи об'єднання обчислювальних та запам'ятовуючих функцій в живих організмах, хоча створювані людиною КМДН-схеми здійснюють ці процеси роздільно.

На завершення коротко розглянемо ситуацію в оптоелектроніці. Оптоелектронні прилади, робота яких основана на прямозонних напівпровідникових сполуках  $A^3B^5$ , отримали широке розповсюдження в зв'язку із значним прогресом в оптоволоконній техніці зв'язку. Окрім того, на теперішній час розвивається тенденція заміни, де це можливо, електронних елементів на фотонні. Найбільш часто використовують напівпровідникові структури на основі сполук  $A^3B^5$ , гетероструктури  $AlGaAs - GaAs$  і  $GaInAsP - InP$ , які дозволяють виготовляти прилади в оптичному діапазоні 0,8 – 1,6 мкм. Для більш короткого діапазону були розроблені голубі лазери на основі  $GaN$ . Протягом останніх десятиліть розвиваються і впроваджуються лазери на квантових ямах з дуже низьким значенням порогового струму, а також фотодетектори, які поступово замінюють звичайні, особливо в оптичному зв'язку на великих відстанях. Особливу увагу привертають напівп-

ровідникові лазери на гетероструктурах з напруженими шарами, в яких пороговий струм є досить невеликим.

На сьогодні лазерні діоди формуються в чипах разом з транзисторами і оптичними з'єднувачами за стандартними методами виробництва інтегральних схем. Такі схеми отримали назву оптоелектронних інтегральних схем. В усіх цих випадках оптоелектроніка дозволяє значно підвищити ступінь інтеграції і зменшити розміри елементів створюваних схем, проте слід особливо відмітити, що характерні розміри повинні залишатися в мікронному діапазоні. В цій області також існує широкий напрям досліджень, які пов'язані з удосконаленням архітектури інтегральних схем [4].

Очевидно електроніка, що основана на квантових гетероструктурах, може знайти найбільш ефективно використання в системах електрооптичної модуляції сигналів. Дійсно, модулятори, дія яких основана на використанні квантово-розмірного ефекту Штарка, на декілька порядків ефективніші, ніж стандартні об'ємні прилади. Це пов'язано з тим фактом, що енергія іонізації екситону в квантових ямах значно вища відповідних значень для об'ємних матеріалів, внаслідок чого такі структури можуть працювати в дуже сильних електричних полях.

## **1.2 Квантове обмеження. Квантова плівка, квантовий дріт, квантова точка**

В подальших лекціях розглянемо фізичну природу і основні закономірності існування перерахованих вище фундаментальних явищ.

Вільний електрон, який рухається в тривимірній системі (3D), має кінетичну енергію, величина якої згідно з просторовими компонентами його імпульсу  $p_x, p_y, p_z$ , складає

$$E = \frac{1}{2m^*} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2),$$

або у хвильовому поданні

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2), \quad (1.1)$$

де  $m^*$  – ефективна маса електрона, яка в твердих тілах менша його маси спокою  $m_0$ ;  $\hbar$  – стала Планка ( $\hbar = h / 2\pi$ );  $k_x, k_y, k_z$  – просторові компоненти хвильового вектора. Щільність електронних станів є неперервною функцією енергії

$$n_{3D}(E) = \frac{m^* \sqrt{2m^* E}}{\pi^2 \hbar^3}. \quad (1.2)$$

В низькорозмірній структурі вільний рух електрона обмежено, принаймні, в одному напрямку. В даному напрямку (уздовж осі  $x$ ) потенціальна енергія електрона може бути подана у вигляді нескінченно глибокої потенціальної ями, як це показано на рис.1.2. Якщо ширина ями уздовж осі  $x$  дорівнює  $a$ , то в області  $0 < x < a$  електрон має нульову потенціальну енергію. Нескінченно високий потенціальний бар'єр робить неможливим розташування електрона за границями цієї області. Таким чином, хвильова функція електрона повинна перетворюватися у нуль на границях потенціальної ями, тобто при  $x=0$  і  $x=a$ . Такій умові відповідає лише обмежений набір (ряд) хвильових функцій. Це стоячі хвилі з довжиною  $\lambda$ , що визначаються співвідношенням

$$\lambda = 2a / n, \quad (n=1,2,3,\dots). \quad (1.3)$$

Відповідні дозволені значення хвильового вектора дискретні і дорівнюють

$$k_n = 2\pi / \lambda_n = n\pi / a. \quad (1.4)$$

Внаслідок цього, енергії дозволених енергетичних станів електрона у ямі також є дискретними. Спектр цих станів має вигляд

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* a^2}. \quad (1.5)$$

Ціле число  $n$  є квантовим числом, яке визначає квантовий стан. Таким чином, електрон розташований в обмеженій області простору може займати лише дискретні енергетичні рівні. Найменший стан має енергію

$$E_1 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* a^2}, \quad (1.6)$$

яка завжди більше нуля. Ненульова мінімальна енергія відрізняє квантовомеханічну систему від класичної, для якої енергія частинки, яка знаходиться на дні потенціальної ями, завжди дорівнює нулю. Окрім того, дозволені значення енергії для електрона є квантованими і пропорційні  $n^2$ .

Для того, щоб задовольнити принцип невизначеності  $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar / 2$  (в нашому випадку  $\Delta x = a$ ), невизначеність імпульсу електрона повинна бути  $\Delta p \geq \hbar / 2a$ , що відповідає мінімальній зміні енергії  $\Delta E = (\Delta p)^2 / 2m^* = \hbar^2 / 8m^* a^2$ , яка з точністю до множника  $\pi^2 / 4$  відповідає наведеному вище виразу для  $E_1$ . Таким чином, принцип невизначеності

також приводить нас до висновку про ненульове значення мінімальної енергії електрона в потенціальній ямі.

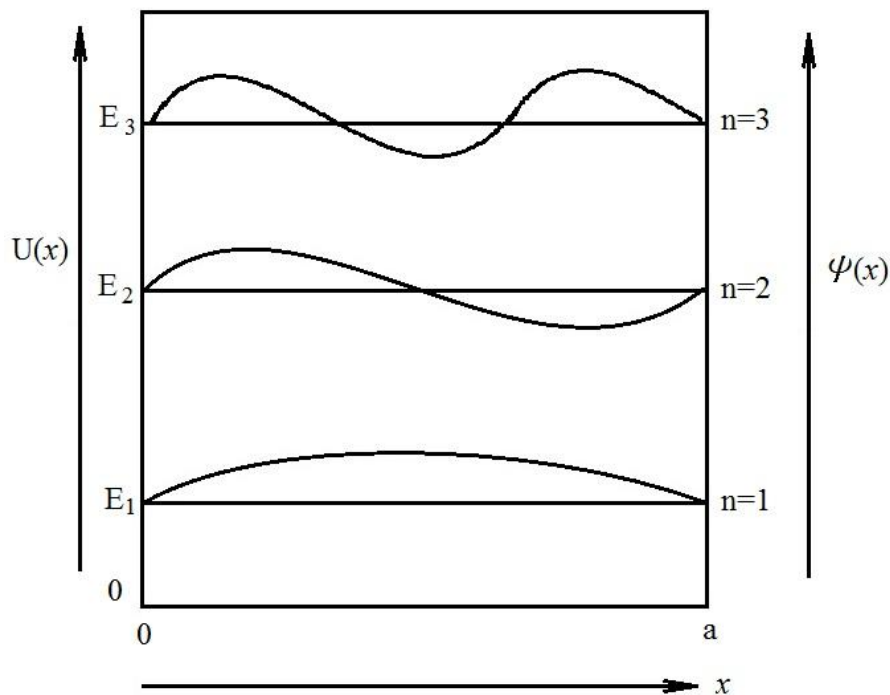


Рисунок 1.2 – Потенціальна яма і хвильові функції у ній

Обмеження руху електронів і дірок в низькорозмірній структурі, яке приводить внаслідок їх квантово-хвильової природи до ненульового мінімального значення їх енергії і до дискретності енергій дозволених станів, називають квантовим обмеженням. У твердих тілах квантове обмеження може бути реалізовано у трьох просторових напрямках. Кількість напрямків, в яких ефект квантового обмеження відсутній, використовується як критерій для класифікації елементарних низькорозмірних структур по трьох групах: квантові плівки, квантові проводи, квантові точки. Схематично цю класифікацію показано на рис.1.3.

Квантові плівки є двовимірні (2D) структури, в яких квантове обмеження діє лише в одному напрямку – перпендикулярно до плівки (напрямок  $z$  на рис. 1.3). Носії заряду в таких структурах можуть вільно рухатися в площині  $xy$ . Їх енергія складається з квантових значень, що визначаються ефектом квантового обмеження в напрямку  $z$  (відповідно до товщини плівки  $l_z$ ) і неперервних складових в напрямках  $x$  і  $y$ :

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* l_z^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*}. \quad (1.7)$$

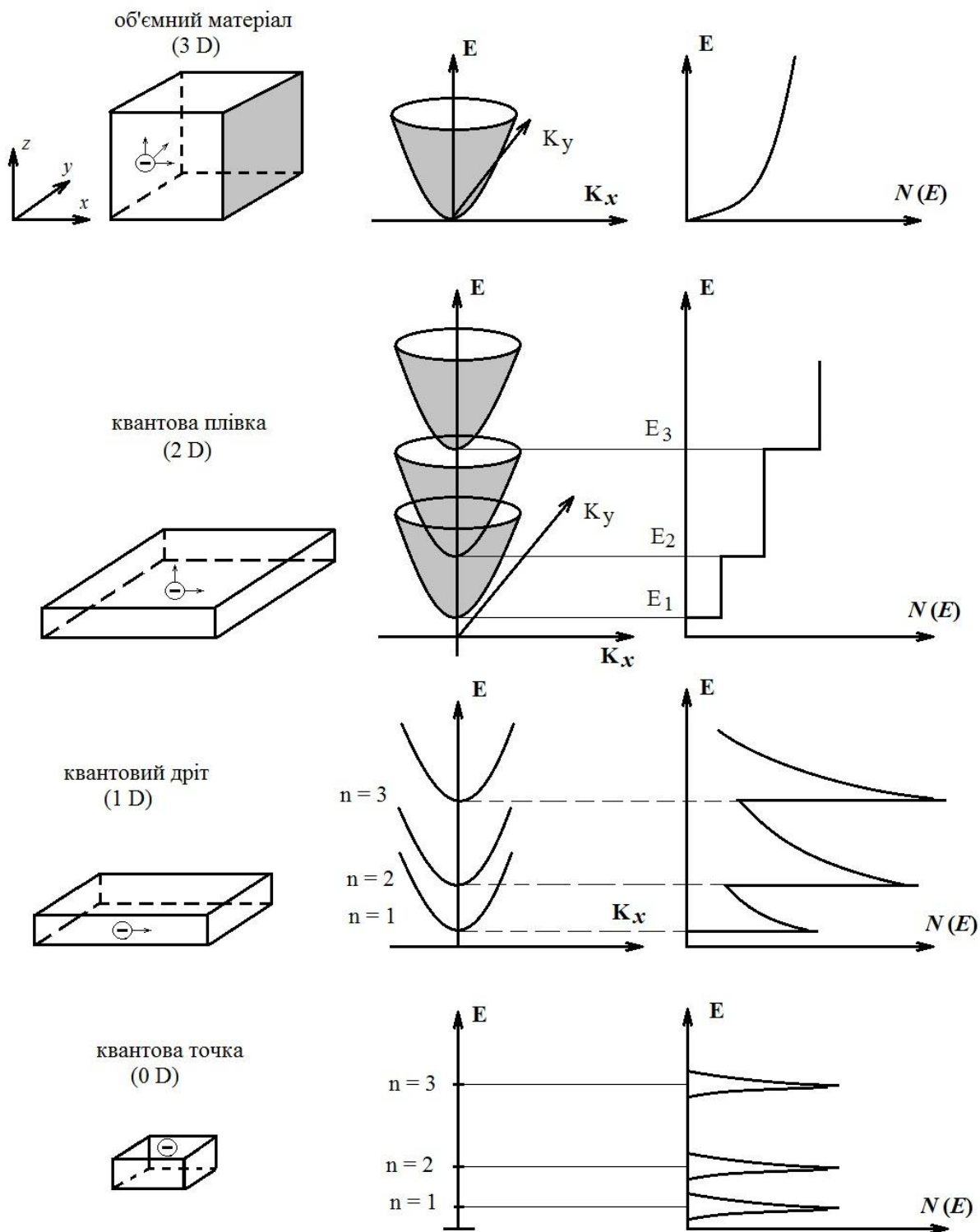


Рисунок 1.3 – Низькорозмірні структури, їх енергетичні діаграми і щільності станів у порівнянні з тривимірною структурою

В  $k$ -просторі енергетична діаграма квантової плівки являє собою сімейство параболічних зон, які перекриваючись між собою, утворюють підзони. Мінімальна енергія електрона в  $n$ -й підзоні задається співвідношенням (1.5). Електрон з такою енергією нерухомий в площині плівки. Залежність



щільності електронних станів від енергії у квантовій плівці має східчастий характер (замість параболічної залежності у тривимірних структурах):

$$n_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 l_z} \sum \Theta(E - E_i), \quad i=1,2,\dots, \quad (1.8)$$

де  $\Theta(E - E_i)$  – східчаста функція.

Електрони у квантових плівках звичайно називають двовимірним електронним газом (2DEG).

Квантові проводи – це одновимірні (1D) структури. На відміну від квантових плівок, вони мають не один, а два квантових розміри, в напрямку яких і діє ефект квантового обмеження. Носії заряду можуть вільно рухатися лише в одному напрямку – уздовж осі проводу. Таким чином, внесок в енергію носія заряду дають кінетична складова уздовж одного напрямку і квантові значення в двох других напрямках:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_1^2}{2m^* l_y^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_2^2}{2m^* l_z^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}, \quad n_1 = 1, 2, \dots; \quad n_2 = 1, 2, \dots \quad (1.9)$$

Для кожної пари дискретних рівнів в напрямках квантового обмеження щільність електронних станів в квантовому проводі залежить від енергії за законом:

$$n_{1D}(E) = \frac{(2m^*)^{1/2}}{\pi \hbar l_y l_z} \sum_{i,j} (E - E_{i,j})^{-1/2}, \quad i, j = 1, 2, \dots \quad (1.10)$$

Квантові точки – це нульвимірні (0D) структури, в яких рух носіїв заряду обмежено в усіх трьох напрямках. В кожному з цих напрямків енергія електрона є квантованою за формулою (1.5), а щільність станів являє собою ряд гострих піків, які описуються формулами:

$$n_{0D}(E) = \frac{2}{l_x l_y l_z} \sum_{i,j,k} \delta(E - E_{i,j,k}), \quad i, j, k = 1, 2, \dots \quad (1.11)$$

Внаслідок спорідненості енергетичних характеристик атомів і квантових точок, останні отримали назву "штучних атомів". Квантові точки складаються з порівняно невеликої кількості атомів. В цьому відношенні до них близькі атомні кластери і нанокристаліти, де також має місце ефект квантового обмеження. Розглянуті елементарні низькорозмірні структури є ідеалізованими об'єктами. Очевидно, що ці структури, які мають практичний інтерес, повинні бути розташовані на певній підкладці та мати контакт

з другими структурами і функціональними елементами. Окрім того, приладне застосування потребує комбінації декількох елементарних структур. Проте, поява в складних комбінованих структурах нових квантово-механічних ефектів ніяк не зменшує ролі ефекту квантового обмеження.

Для виготовлення низькорозмірних структур використовують два принципових підходи, які характеризуються як "геометричний" і "електронний". Геометричний підхід використовує технології, які забезпечують формування об'єктів з нанометровими розмірами. Для цього використовуються технологічні засоби, які будуть розглянуті вище. Електронний підхід базується на можливості керування розмірами областей з певним типом і концентрацією носіїв заряду в напівпровідниках за допомогою електричного поля. При цьому використовуються як традиційні структури метал-діелектрик-напівпровідник, так і напівпровідникові гетероструктури. Електричне поле може бути вбудованим у напівпровідникову наноструктуру або прикладене із зовні.

### **1.3 Балістичний транспорт носіїв заряду. Середня довжина вільного пробігу. Квант опору**

Особливості транспорту носіїв заряду в твердих тілах в багатьох випадках визначаються процесами їх розсіювання при русі з однієї області у другу. Електрон при зіткненні з іншим електроном або розсіюючись на коливаннях ґратки, дефектах або на границі поділу, безумовно, змінює свій стан. Середня довжина або шлях, який електрон проходить між двома послідовними актами розсіювання, отримав назву середньої довжини вільного пробігу. В макроскопічних системах середня довжина вільного пробігу електронів завжди менша розміру цих систем. Для них справедливі такі допущення:

- процеси розсіювання носіїв заряду локальні, тобто мають місце у певних точках простору;
- розсіювання відбувається неперервно у часі;
- процеси розсіювання і поля, які створюють рух носіїв заряду, настільки слабкі, що викликані ними відхилення електронної системи від рівноваги можна розглядати незалежно одне від одного;
- масштаб часу при розгляді системи вибрано таким чином, що реєструються лише ті явища, які відбуваються за час, який перевищує середній час між двома найближчими актами розсіювання. Такі допущення дозволяють використовувати для опису транспорту носіїв заряду в макроскопічних системах кінетичне рівняння Больцмана.

В наноструктурах умови для транспорту носіїв заряду суттєво відрізняються від таких, як у макросистемах. В структурах з розміром, менше довжини вільного пробігу, перенесення носіїв заряду відбувається без їх розсіювання. Такий процес отримав назву балістичного. При цьому допущення, перераховані вище, гублять свою силу. Основні ефекти, які відно-

сяться до балістичного транспорту, визначаються співвідношеннями між розмірами структури, у якій має місце перенесення носіїв заряду, і характером довжини вільного пробігу. Ключовими є довжини вільного пробігу, які характеризують пружне і непружне розсіювання носіїв.

Середня довжина вільного пробігу при пружному розсіюванні – це середня відстань, яку проходить носій заряду між двома актами пружного розсіювання. Коли електронна система вироджена при низькій температурі, вона визначається швидкістю Фермі  $v_F = (2E_F / m^*)^{1/2}$ , де  $E_F$  – енергія Фермі, і часом розсіювання  $\tau_{sc} = Dd / v_F^2$ , де  $D$  – коефіцієнт дифузії,  $d$  – вимірність структури, звідки  $l_e = v_F \tau_{sc}$ .

Середня довжина вільного пробігу при непружному розсіюванні – це відстань, на якій електронна хвиля змінює свою фазу внаслідок розсіювання. Вона дорівнює  $l_{in} = v_F \tau_\phi$ ,  $\tau_\phi$  – час релаксації фази або енергії. Існує і другий параметр, який характеризує непружне розсіювання носіїв заряду. Довжина фазової когерентності  $l_\phi = (D\tau_\phi)^{1/2}$  – це відстань, на якій електронна хвиля зберігає свою фазу або, як ще говорять, рухливий носій зберігає свою пам'ять. Треба мати на увазі, що середня довжина вільного пробігу при непружному розсіюванні і довжина фазової когерентності являють собою різні характеристики. Довжина фазової когерентності менша, ніж середня довжина вільного пробігу при непружному розсіюванні. Ці два параметри дуже важливі при аналізі умов інтерференції електронних хвиль.

В твердих тілах середня довжина вільного пробігу для непружного розсіювання більша, ніж для пружного. Транспорт носіїв заряду в структурах з розміром більше  $l_e$ , проте з меншим  $l_{in}$  відбувається квазібалістично, тобто зі слабим розсіюванням.

Важливою характеристикою наноструктур є довжина хвилі Фермі  $\lambda_F = 2\pi / k_F$ , де  $k_F$  – хвильовий вектор Фермі. При  $T = 0$  електрони знаходяться в станах, які визначаються співвідношенням  $|\vec{k}| \leq k_F$ , що еквівалентно електронним хвилям з довжиною  $\lambda \geq \lambda_F$ . Порівнюючи розмір наноструктури із середньою довжиною вільного пробігу електрона і з довжиною хвилі Фермі, що характеризує матеріал, з якого виготовлена дана структура, можна передбачити основні особливості руху носіїв заряду в цій структурі. В металах середня довжина вільного пробігу електронів при низьких температурах зазвичай не перевищує 10 нм, що менше або порядку розмірів типових наноструктур. Через це балістичний транспорт в металевих наноструктурах реалізується дуже важко. При цьому довжина хвилі Фермі в них також мала і звичайно складає 0,1 – 0,2 нм. Тому квантування енергетичних рівнів в металах не є суттєвим, за винятком дуже низьких температур, коли відстань між двома сусідніми енергетичними рівнями стає по-

рівняною з тепловою енергією  $kT$ . При цьому енергетичний спектр металевих квантових точок визначається переважно кулонівською взаємодією.

Транспорт носіїв заряду в напівпровідниках характеризується більшою, до декількох мікрометрів, середньою довжиною вільного пробігу електронів. Деякі важливі параметри для  $Si$  і  $GaAs$  при низьких температурах ( $\approx 4$  К) наведені, як приклад, в таблиці 1.1 [2].

При кімнатній температурі середня довжина вільного пробігу електронів при непружному розсіюванні досягає 50 – 100 нм в  $Si$  і біля 100 нм в  $GaAs$ . Очевидно, що в наноструктурах з напівпровідників балістичний транспорт легко реалізується. При цьому довжина хвилі Фермі в напівпровідниках досягає 30 – 50 нм. Коли розмір структури порівнюється з цими довжинами, квантування енергії внаслідок квантового обмеження стає суттєвим фактором, що визначає її електронні властивості і транспорт носіїв заряду. Ідеальний балістичний транспорт носіїв заряду в наноструктурах характеризується універсальною балістичною провідністю, яка не залежить від типу матеріалу і визначається лише фундаментальними константами. Найбільш простим приладом для ілюстрації балістичного транспорту є провідник з двома контактами. Такий провідник схематично подано на рис. 1.4, де звуження між двома резервуарами з електронами відіграє роль провідного квантового провідника. Вважається, що в цьому каналі не існує будь-яких неоднорідностей, які приводять до розсіювання носіїв.

Окрім того, вважається, що зв'язок провідного каналу з резервуарами електронів здійснюється за рахунок невідбиваючих провідників, що приводить до неминучого попадання в резервуар всіх електронів, які вийшли з каналу. Будемо вважати, що  $T=0$ , а резервуари заповнені електронами до електростатичних потенціалів  $\mu_1$  і  $\mu_2$ , де  $\mu_1 > \mu_2$ .

Якщо електронні стани першого резервуару в інтервалі енергій від  $\mu_1$  до  $\mu_2$  повністю заняті, то між резервуарами протікає струм

$$I = (\mu_1 - \mu_2) q v (dn / d\mu), \quad (1.12)$$

де  $q$  – заряд електрона;  $v$  – складова швидкості електрона на поверхнях Фермі уздовж осі каналу;  $dn / d\mu$  – щільність електронних станів в каналі з врахуванням виродженості за спіном. В квантовому провіді  $dn / d\mu = 1 / \pi \hbar v$ . Враховуючи, що  $\mu_1 - \mu_2 = q(U_1 - U_2)$ , де  $U_1$  і  $U_2$  електричні потенціали, які приводять до різниці електростатичних потенціалів в резервуарах, то для провідності квантового провідника отримуємо:

$$G = I / (U_1 - U_2) = q^2 / \pi \hbar = 2q^2 / h. \quad (1.13)$$

Таблиця 1.1 – Параметри для *Si* і *GaAs* при низьких температурах ( $\approx 4$  К)

Параметр, одиниця вимірювання	<i>Si</i>	<i>GaAs</i>
Швидкість Фермі, $10^7$ см/с	0,97	2,76
Довжини хвилі Фермі, нм	39	39
Час розсіювання, $10^{-12}$ с	1,1	3,8
Час релаксації фази, $10^{-12}$ с	5,7	18
Коефіцієнт дифузії, $10^3$ см <sup>2</sup> /с	0,52	1,45
Середня довжина вільного пробігу при пружному розсіюванні, нм	107	1050
Середня довжина вільного пробігу при непружному розсіюванні, нм	500	5000
Довжина фазової когерентності, нм	540	1620
Ефективна маса, $m_0$	0,19	0,067
Час релаксації спіна	14...60нс*	5...80пс
* $B^{28}Si$ –легований фосфором		

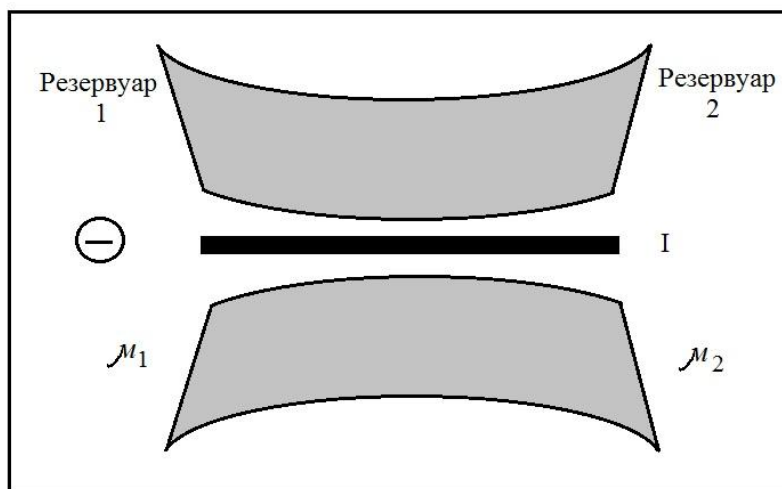


Рисунок 1.4– Два резервуари, що з'єднані провідним каналом

Формула (1.13) визначає провідність ідеального одновимірного провідника в балістичному режимі. Вона визначається лише фундаментальними сталими – зарядом електрона і сталою Планка. Величина  $q^2 / h = 38,740$  мкСм отримала назву одиниці квантової провідності. Відповідно опір дорівнює  $h / q^2 = 25812,807$  Ом і отримав назву одиниці квантового опору. Наведені думки можна узагальнити на випадок, коли канал має більше ніж один енергетичний стан нижче рівня Фермі. Для каналу з  $N$  дозволеними станами (або з  $N$  передаючими модами) отримуємо

$$G = N / (2q^2 / h). \quad (1.14)$$

Таким чином, провідність каналу з декількома передавальними модами квантується в одиницях  $2q^2/h$ . Це спостерігається в квантових точкових контактах, які являють собою вузькі перемички, які з'єднують широкі резервуари з електронами. Приклад такої структури і її провідність подано на рис. 1.5 [2]. Коротке звуження в "захованому" двовимірному електронному газі (2DEG) контролюється затворами, що знаходяться на поверхні, які мають форму направлених назустріч один одному гострих штирів. Для того, щоб виштовхнути двовимірний електронний газ з під затворів і сформувати вузький провідний канал, на затвори подається від'ємне зміщення. Напруга  $U_g$  визначає ширину каналу. При зростанні від'ємного зміщення ширина каналу поступово зменшується і канал щезає. Якщо ширина каналу зростає, то кількість дозволених станів зростає, які розташовані нижче рівня Фермі. На кривій провідності з'являються сходинки, які відповідають кількості цих станів  $N$ . У випадку, коли провідний канал не є ідеальним, процеси розсіювання носіїв заряду приводять до зменшення струму, оскільки імовірність перенесення носіїв заряду стає менше одиниці. Це потрібно враховувати при розрахунках провідності каналу.

Якщо рух електрона стає когерентним, тобто електрон проходить всю структуру без розсіювання, його хвильова функція зберігає свою фазу. При цьому виникають різноманітні інтерференційні ефекти, які поряд з іншими особливостями транспорту носіїв заряду, будуть розглядатися в подальшому.

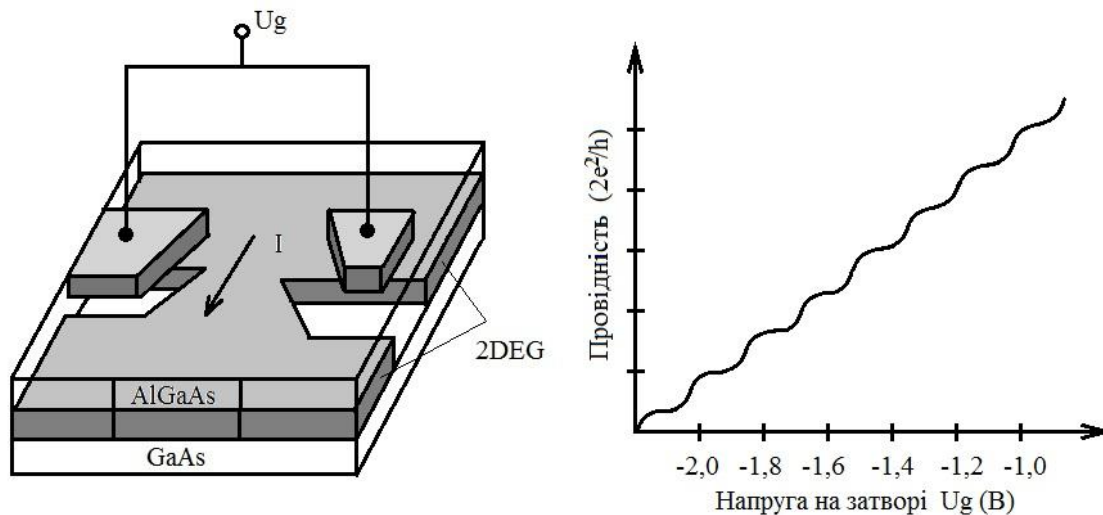


Рисунок 1.5 – Зміна провідності квантового точкового контакту, який сформований у захованому шарі двовимірному електронному газу поверхневим електродом: схематичне зображення квантового точкового контакту (а); зміна його провідності (б)

## 1.4 Тунелювання носіїв заряду. Коефіцієнт тунельної прозорості

Термін тунелювання визначає перенесення частинки через область, яка обмежена потенціальним бар'єром, висота якого більша повної енергії даної частинки, або проникнення в цю область. Такий ефект неможливий з точки зору класичної механіки, проте має місце для квантових частинок, яким, як відомо, присутній корпускулярно-хвильовий дуалізм. Хвильові властивості квантових частинок приводять і до другого аномального явища з точки зору класичної механіки – надбар'єрного відбиття. Розглянемо основні закономірності цих явищ.

Взаємодія квантових частинок з потенціальними бар'єрами показана на рис. 1.6. Згідно з класичною механікою, частинка з енергією  $E < U_0$ , яка рухається зліва направо, тобто наближається до потенціального бар'єра, відбивається від нього і починає рухатися у зворотному напрямку. Якщо  $E > U_0$ , то частинка продовжить рух в попередньому напрямку. В квантовій механіці зовсім інша картина.

У квантовій механіці рух частинки в одновимірному потенціальному полі описується рівнянням Шредінгера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + U(x)\psi(x) = E\psi(x), \quad (1.15)$$

де  $m$  – маса частинки;  $\psi(x)$  – її хвильова функція.

Якщо енергія квантової частинки більше висоти східчастого потенціального бар'єра ( $E > U_0$ ), то в області попереду потенціального бар'єра, де  $U(x) = 0$ , розв'язок рівняння Шредінгера для частинки з імпульсом  $k_1 = (1/\hbar)\sqrt{2mE}$  має суперпозицію двох хвиль

$$\psi(x) = A_1 \exp(ik_1x) + B \exp(-ik_1x), \quad (1.16)$$

де  $A_1, B$  – сталі;  $i$  – уявна одиниця. Хвильову функцію нормують таким чином, щоб  $A_1 = 1$ . Перша складова в (1.16) відповідає падаючій на бар'єр хвилі, яка рухається уздовж осі  $x$  зліва направо.

Друга складова описує відбиту хвилю, яка рухається уздовж осі  $x$  в протилежному напрямку. При  $x \rightarrow \infty$  хвильова функція частинки, яка пройшла над потенціальним бар'єром, має асимптотичний вигляд:

$$\psi(x) = A \exp(ik_2x), \quad (1.17)$$

де  $k_2 = (1/\hbar)\sqrt{2m(E - U_0)}$ .

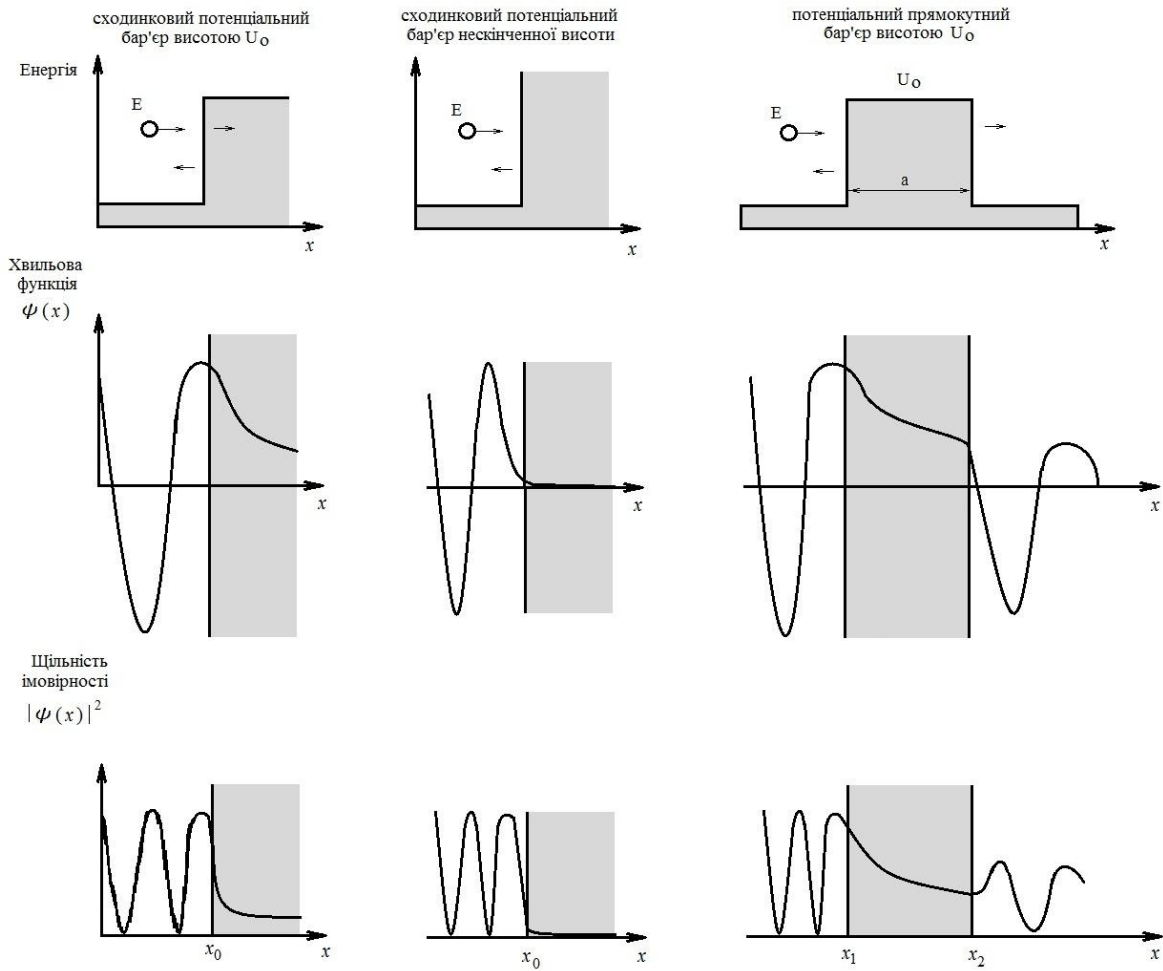


Рисунок 1.6 – Взаємодія квантової частинки з повною енергією  $E$  зі сходи́нковим бар'єром скінченної висоти  $U_0$ , з нескінченно високим потенціальним бар'єром і з прямокутним бар'єром висотою  $U_0$  і шириною  $a$

Щільність потоку в падаючій хвилі пропорційна  $k_1$ , а у відбитій –  $k_1|B|^2$ , а у хвилі, яка пройшла через бар'єр –  $k_2|A|^2$ . Коефіцієнт проходження частинки через границю потенціального бар'єра визначається як відношення щільності потоку хвилі, яка пройшла через бар'єр, до щільності потоку падаючої хвилі, тобто

$$T(E) = \frac{k_2}{k_1} |A|^2. \quad (1.18)$$

Коефіцієнт відбиття від потенціального бар'єра визначається відношенням щільності відбитого потоку до щільності падаючого потоку:

$$R(E) = |B|^2 = 1 - \frac{k_2}{k_1} |A|^2. \quad (1.19)$$



Очевидно, що  $R(E) = 1 - T(E)$ . Постійні  $A$  і  $B$ , які визначені з умови неперервності хвильової функції і її першої похідної при  $x = x_0$ , мають значення

$$A = \frac{2k_1}{k_1 + k_2}, B = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}. \quad (1.20)$$

Відповідно до (1.20) коефіцієнти відбиття і проходження дорівнюють:

$$R(E) = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}\right)^2, T(E) = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2}. \quad (1.21)$$

З виразів (1.21) витікає, що при  $E = U_0$  ( $k_2 = 0$ ) коефіцієнт відбиття  $R$  перетворюється в одиницю, а коефіцієнт проходження – в нуль. З ростом енергії частинки коефіцієнт відбиття зменшується і наближається до нуля при  $E \rightarrow \infty$ , оскільки  $R \approx (U_0 / 4E)^2$  при  $E \gg U_0$ .

Якщо квантова частинка рухається до прямокутного потенціального бар'єра висотою  $U_0$  і скінченної товщини  $a = x_1 - x_2$ , то розв'язок рівняння Шредінгера для кожної з трьох областей має вигляд:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &= \exp(ik_1 x) + C \exp(-ik_1 x), \quad x < x_1, \\ \psi_2(x) &= D \exp(ik_2 x) + F \exp(-ik_2 x), \quad x_1 < x < x_2, \\ \psi_3(x) &= G \exp(ik_1 x), \quad x > x_2, \end{aligned} \quad (1.22)$$

де хвильові вектори  $k_1$  і  $k_2$  визначені вище;  $C, D, F, G$  – константи. У виразах (1.22) складові  $\exp(ik_1 x)$  і  $C \exp(-ik_1 x)$  описують, відповідно, падаючу і відбиту хвилі, а  $G \exp(ik_1 x)$  – хвилю, яка пройшла через бар'єр. Сталі  $C, D, F, G$  визначаються з умов неперервності хвильової функції та її першої похідної у точках  $x = x_1$  і  $x = x_2$ . Коефіцієнт проходження частинки в даному випадку визначається як  $T(E) = |G|^2$ , що приводить до виразу:

$$T(E) = \frac{4k_1^2 k_2^2}{(k_1^2 - k_2^2)^2 \sin^2(ak_2) + 4k_1^2 k_2^2}. \quad (1.23)$$

Максимум коефіцієнта проходження, коли  $T(E) = 1$ , досягається для частинок з енергіями:

$$E = U_0 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.24)$$

При других значеннях енергії спостерігається часткове відбиття падаючих на бар'єр частинок. Таким чином, з квантової теорії витікає, що навіть у випадку, коли енергія падаючої на потенціальний бар'єр частинки більша висоти цього бар'єра, коефіцієнт її відбиття може відрізнятись від нуля. Цим квантова частинка відрізняється від класичної, для якої ніякого відбиття в подібній ситуації не може бути.

Розглянемо зараз інший практично важливий випадок, коли квантова частинка взаємодіє з прямокутним потенціальним бар'єром шириною  $a$ , висота якого більша її енергії ( $E > U_0$ ). Класична частинка не може пройти через такий бар'єр. Вона буде відбиватися у так званих класичних точках повороту. Точка повороту – це точка з координатою  $x$ , в якій кінетична енергія частинки перетворюється в нуль, тобто її повна енергія  $E$  дорівнює  $U(x)$ . Для прямокутного бар'єра точки повороту збігаються з координатами його границь (точки  $x_1$  і  $x_2$  на рис.1.6). Досягнувши точки повороту, частинка починає рухатися у зворотному напрямку.

Для квантової частинки розв'язки рівняння Шредінгера у кожній з трьох областей (перед, всередині, поза бар'єром)мають вигляд:

$$\begin{aligned}\psi_1(x) &= \exp(ik_1x) + B_1 \exp(-ik_1x), \quad x < x_1, \\ \psi_2(x) &= A_2 \exp(-\xi x) + B_2 \exp(\xi x), \quad x_1 < x < x_2, \\ \psi_3(x) &= A_3 \exp(ik_1x), \quad x > x_2,\end{aligned}\quad (1.25)$$

де хвильовий вектор  $k_1$  визначається виразом, наведеним вище,  $\xi = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}$ ;  $A_2, A_3, B_1, B_2$  – константи.

У виразах (1.25) члени  $\exp(ik_1x)$  і  $B_1 \exp(-ik_1x)$  описують падаючу і відбиту хвилі, відповідно, а  $A_3 \exp(ik_1x)$  – хвилю, яка пройшла через бар'єр. Існування хвилі, яка пройшла через бар'єр, що відповідає квантовій частинці з енергією, меншою висоти бар'єра, називають тунельним ефектом. Для його кількісного опису використовують коефіцієнт тунельної прозорості бар'єра, під яким розуміють модуль відношення щільності потоку частинок, які пройшли через бар'єр, до щільності потоку падаючих частинок. В нашому випадку коефіцієнт тунельної прозорості описується формулою:

$$T(E) = \frac{4k_1^2 \xi^2}{(k_1^2 + \xi^2)sh^2(a\xi) + 4k_1^2 \xi^2}. \quad (1.26)$$

Якщо виконується умова  $a\xi \gg 1$ , то вираз для коефіцієнта прозорості спрощується:

$$T(E) \approx T_0 \exp\left(-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U(x) - E)}\right), \quad (1.27)$$

де  $T_0 = 16(U_0 - E) / U_0^2$ . Прозорість потенціального бар'єра довільної форми можна оцінити за виразом:

$$T(E) \cong \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U(x) - E)} dx\right), \quad (1.28)$$

де  $x_1$  і  $x_2$  точки повороту, які визначаються за умови  $E = U(x_1) = U(x_2)$ . Коефіцієнт відбиття при цьому визначається на основі співвідношення  $R(E) = 1 - T(E)$ . Одним з важливих практичних випадків є взаємодія квантових частинок з потенціальним бар'єром, який має форму близьку  $\delta$ -функції. Такі бар'єри характеризуються добутком  $aU_0$ . Для таких бар'єрів коефіцієнт тунельної прозорості має вигляд:

$$T(E) = \left(1 + \frac{2\pi^2 ma^2 U_0^2}{h^2 E}\right)^{-1}. \quad (1.29)$$

Коефіцієнт проходження  $\delta$ -образного бар'єра із зростанням енергії частинки квазілінійно збільшується в області відносно низьких енергій, а потім виходить на константу, яка дорівнює одиниці в області високих енергій. На рис. 1.7 [2] якісно показано зміну коефіцієнта проходження бар'єра прямокутної форми і бар'єра, який описується  $\delta$ -функцією. Тунелювання електронів є досить загальним явищем для твердотільних структур. В низькорозмірних структурах це явище набуває специфічних особливостей, які відрізняються від ефектів в об'ємних структурах. Одна з таких особливостей пов'язана з дискретною природою заряду, який переносить електрон, і виявляє себе у явищі, яке отримало назву одноелектронного тунелювання.

Друга особливість визначається дискретністю енергетичних станів носіїв заряду в напівпровідникових наноструктурах з квантовими ямами, яка виникає за рахунок квантового обмеження. Тунельне перенесення носіїв заряду через потенціальний бар'єр з певного рівня емітуючої області на енергетично еквівалентний йому рівень в квантовій ямі відбувається із збереженням енергії імпульсу електрона. Такий збіг рівнів приводить до зростання тунельного струму. Це явище отримало назву ефекту тунельного резонансу. Окрім того, в наноструктурах, які містять у собі магнітні і немагнітні матеріали, певна спінова поляризація електронів, які тунелюють, приводить до додаткових ефектів. Всі ці явища знаходять широке застосування в наноелектронних приладах.

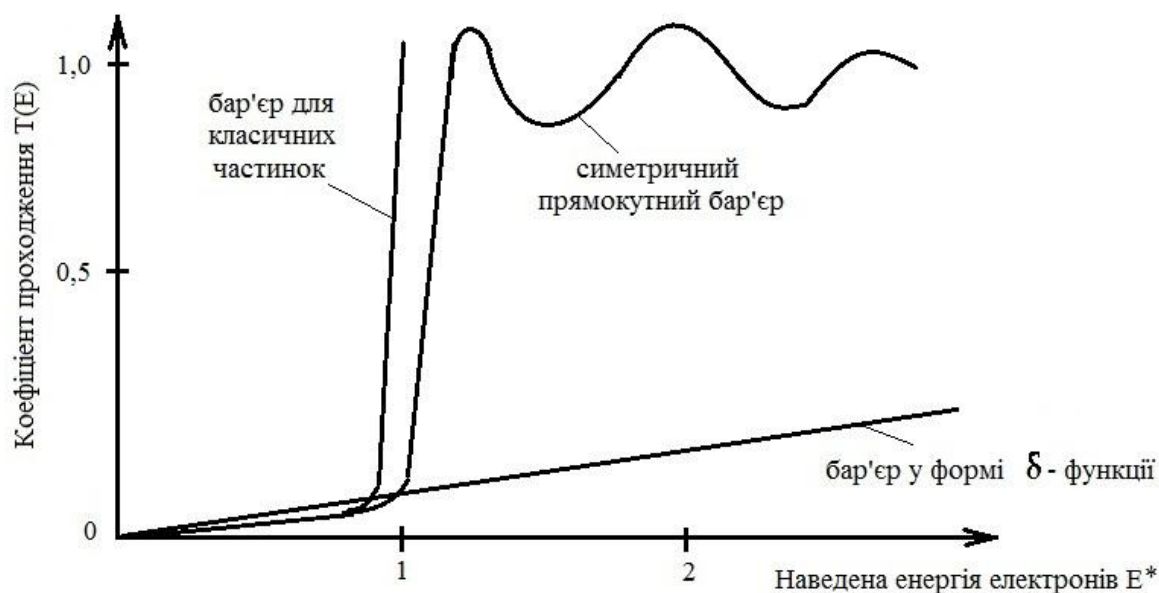


Рисунок 1.7 – Коефіцієнт проходження електронами різних потенціальних бар'єрів як функції наведеної енергії  $E^*$ , яка для прямокутного бар'єра дорівнює  $E/U_0$ , а для  $\delta$ -бар'єру –  $E/U_0^*$ , де  $U_0^* = ma^2U_0/h^2$

### 1.5 Тунельно-резонансний ефект

При дії електричного поля перпендикулярно до потенціальних бар'єрів на поверхні поділу гетеропереходів електрони при певних умовах можуть тунелювати через переходи, що приводить до формування областей з від'ємним диференціальним опором на вольт-амперній характеристиці, при цьому величина струму зменшується при зростанні напруги. Цей ефект вперше був відкритий у 1957 році японським вченим Лео Есакі при дослідженні тунельних р-п переходів. У 1970 році він висловив думку, що такий ефект можна спостерігати для струмів, що протікають через квантові ями. Проте лише після розроблення якісних технологічних методів осадження нанометрових шарів стало можливим вирощування гетероструктур з квантовими ямами, на основі яких було досліджено процеси утворення від'ємного диференціального опору.

Робота електронних приладів, які мають на вольт-амперній характеристиці спадаючу ділянку, що відповідає існуванню від'ємного диференціального опору, пов'язано з ефектом резонансного тунелювання. Цей ефект виникає при проходженні електричного струму через структуру з двох тонких потенціальних бар'єрів, між якими розташована квантова яма. Вольт-амперна характеристика таких приладів схожа на характеристики звичайних тунельних діодів. На рис.1.8,а схематично подано зону провідності подвійного гетеропереходу з квантовою ямою між переходами. Вважається, що яма є дуже тонкою (5-10нм), тому вона має лише один енергетичний рівень з енергією  $E_1$ , який отримав назву резонансного рівня. Область ями складається з слабологованого  $GaAs$ , навколо якого розташовані шари

*AlGaAs* з великою шириною забороненої зони. Зовнішні шари складаються з сильнолегованого *GaAs* n-типу, який утворює електричні контакти. Рівень Фермі розташовано у зоні провідності *n<sup>+</sup>GaAs* на енергетичній відстані  $5kT$  від дна зони провідності.

Розглянемо поведінку такої системи при підвищенні прикладеної напруги  $U$ , починаючи з нульового значення напруги. При невеликих прикладених напругах електрони будуть тунелювати із зони провідності *n<sup>+</sup>GaAs* через потенціальний бар'єр, внаслідок чого зростання напруги приводить до зростання струму, що показує ділянка 1-2 в області малих напруг на вольт-амперній характеристиці на рис. 1.8,д.

При подальшому зростанні напруги до значень  $2E_1/q$  енергія електронів у *n<sup>-</sup>GaAs* в околі рівня Фермі  $\mu$ , збігається з резонансним рівнем  $E_1$  електронів у середині квантової ями, як це показано на рис. 1.8, б. Таке співвідношення відповідає резонансу, при якому коефіцієнт квантової проникності різко зростає. Резонанс пояснюється тим, що при цих умовах хвильова функція електрона у ямі когерентно відбивається між двома бар'єрами, що аналогічно оптичному відбиванню в резонаторах Фабрі-Перо. При цьому процесі електронна хвиля, яка попадає у структуру зліва, збуджує резонансний рівень електрона у ямі, що підвищує коефіцієнт проходження електронів. Це, у свою чергу, викликає зростання струму через потенціальний бар'єр, що відповідає області точки 2 на вольт-амперній характеристиці (рис. 1.8,д).

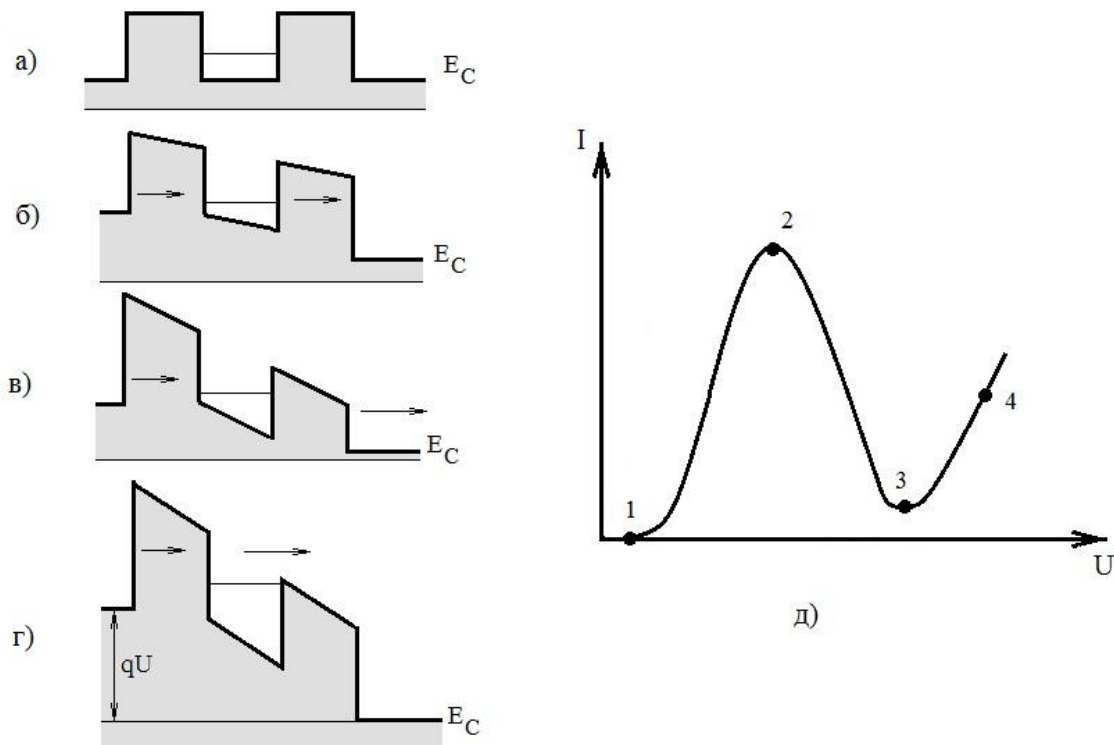


Рисунок 1.8 – Схематичне подання зони провідності резонансного тунельного діода: (а) – у відсутності зовнішньої напруги; (б - г) – при підвищенні прикладеної напруги; (д) – вольт-амперна характеристика структури

При подальшому зростанні напруги (рис.1.8, в) резонансний рівень енергії у ямі розташовано нижче рівня Фермі у  $n^+GaAs$ , тому струм починає зменшуватися (область 3, рис. 1.8,д), внаслідок чого виникає ефект від'ємного диференціального опору, який відповідає спадній ділянці на вольт-амперній характеристиці на рис. 1.8,д у проміжках між точками 2 і 3. В подальшому струми починають зростати завдяки термоелектронній емісії через бар'єр (область 4 на рис. 1.8,д) і проміжок між точками 3 і 4 на вольт-амперній характеристиці.

Цей факт покладено у роботу діодів з резонансним тунелюванням (*RTD*), які широко використовуються у високочастотній техніці. Основним параметром цих приладів є відношення пікового струму (точка 2) на вольт-амперній характеристиці до мінімального струму у долині (точка 3). Для звичайних структур  $AlGaAs - GaAs$  при кімнатних температурах він складає біля 5, проте при температурах рідкого азоту цей параметр зростає майже у 2 рази.

Еквівалентна схема діода з резонансним тунелюванням складається з паралельного з'єднання опору і ємності діода, до яких послідовно підключено опір втрат. Зменшення ємності діода підвищує його робочі частоти. Діоди з резонансним тунелюванням виготовляються з низьколегованих напівпровідників, внаслідок чого виникає досить широка просторова область заряду між бар'єром і областю колектора, якій відповідає мала величина еквівалентної ємності. Це дозволяє значно підвищити робочі частоти приладів, які досягають декількох терагерц (ТГц), що значно вище звичайних тунельних діодів. Низькі значення від'ємного диференціального опору, що відповідає різкому спаду струму після максимуму на вольт-амперній характеристиці, дозволяє забезпечити високу частоту роботи приладу. Слід підкреслити, що діоди з резонансним тунелюванням є єдиними електронними приладами, які здатні працювати на частотах порядку терагерц, оскільки мають мінімальний час прольоту електронів, проте вони мають невелику величину вихідного імпедансу, а також малу вихідну потужність, яка складає декілька міліват. Це пояснюється тим, що їх вихідна напруга менша за 0,3 В, внаслідок невеликих значень висоти бар'єрів і енергетичних рівнів у квантових ямах.

Діоди з тунельним резонансом є багатофункціональними приладами, на їх основі будуються статичні запам'ятовуючі пристрої, генератори імпульсів, логічні схеми, аналого-цифрові пристрої, підсилювачі з низьким рівнем шумів, генератори, помножувачі частоти, нейронні мережі, перемикачі і т. д.

## 1.6 Кулонівська блокада

В мікроелектронних приладах із зменшенням геометричних розмірів відбувається зменшення струмів, які протікають через них. У зв'язку з цим виникає питання про можливу межу такої залежності, про те, що буде від-

буватися, коли прийдеться оперувати струмами, які створюються лише одним електроном. Будемо розглядати напівпровідник, який має нанорозміри в усіх трьох напрямках, типу квантової точки. В таких надмалих системах або точках наявність або відсутність навіть одного заряду може привести до помітних змін у характеристиках процесу електронного перенесення. Суть цього ефекту, який отримав назву кулонівської блокади. Розглянемо напівпровідникову квантову структуру, яка зв'язана з двома резервуарами через потенціальні бар'єри або тунельні переходи, як показано на рис. 1.9, а.

Бар'єри повинні бути досить тонкими, щоб електрони могли поступати в резервуари або покидати їх за допомогою тунелювання. На рис. 1.9, б подано енергетичну діаграму такої квантової точки, у якій число електронів  $N$  змінюється поштучно. Зазвичай у такій системі може бути створена різниця потенціалів за рахунок підключення зовнішнього джерела напруги.

Припустимо, що необхідно змінити число електронів  $N$  у точці на одиницю, наприклад, за рахунок тунелювання у точку одного електрона з лівого резервуара. Для цього необхідно передати електрону потенціальну енергію  $qU$  від зовнішнього джерела. Позначимо вихідний заряд у квантовій точці через  $Q$ , а її ємність через  $C$ .

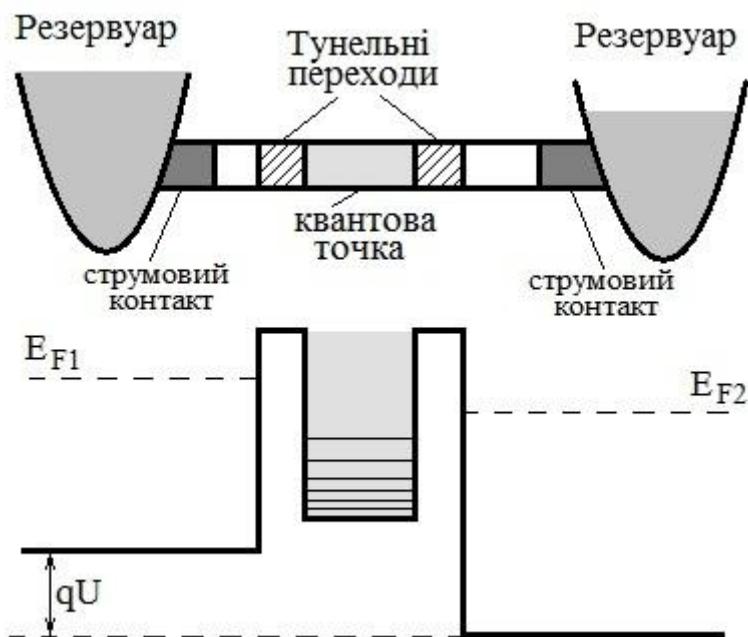


Рисунок 1.9 – Схематичне зображення квантової системи для виявлення ефектів кулонівської блокади (а); енергетичні рівні у квантовій точці при зовнішній прикладеній напрузі (б)

Потенціальна енергія при цьому складає  $Q^2 / C$  і, отже, електрону для попадання у точку необхідно надати потенціальну енергію принаймні  $q^2 / C$ , при цьому необхідна напруга складає  $q / 2C$ . Оскільки електрон

може входити у точку або виходити з неї, залишаючи при цьому дірку, тунелювання неможливе, якщо

$$|U| < \frac{q}{2C}. \quad (1.30)$$

Отримана нерівність означає, що на вольт-амперній характеристиці структури існує діапазон напруг від  $-q/2C$  до  $+q/2C$ , у якому через точку не може проходити ні при яких умовах струм, як показано на рис. 1.10. Завдяки цьому цей ефект отримав назву кулонівської блокади.

При подальшому введенні у точку нових електронів виникає ситуація, яка показана на рис. 1.11, коли величина струму буде змінюватися стрибком при значеннях прикладеної напруги [2, 4]

$$U = \frac{1}{2C}(2n+1)q, n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.31)$$

На рис. 1.11 дані подано у нормованих координатах для виділення ефектів квантування струму і напруги в наноструктурі.

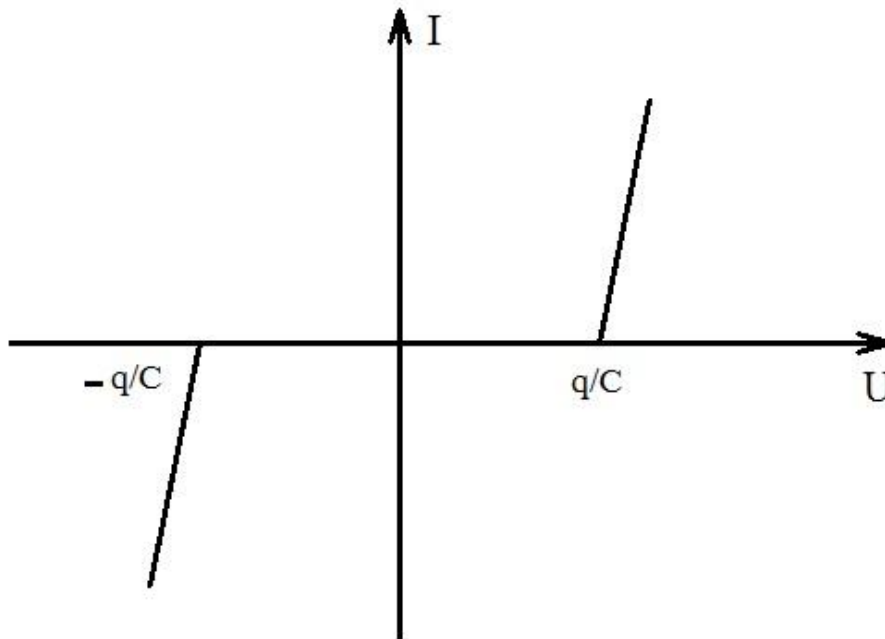


Рисунок 1.10 – Вольт-амперна характеристика квантової точки

Слід підкреслити, що з отриманих рівнянь витікає умова: по мірі зменшення розмірів квантової точки, що відповідає зменшенню її ємності  $C$ , зростає величина енергії, яка потрібна для зміни кількості електронів у квантовій ямі. Ця обставина облегшує експериментальне спостереження кулонівської блокади, оскільки зростають також величини напруги і електричної енергії для введення електронів у точку. При цьому зміна електричної енергії повинна значно перевищувати теплову енергію  $kT$  робочих



температур, при яких здійснюється вимірювання параметрів ефекту кулонівської блокади.

Внаслідок цього повинно виконуватися співвідношення  $C \ll q^2/kT$ , яке справедливе при дуже малих значеннях ємності точки, або при дуже низьких температурах, менших за 1 К. Окрім того, спостереження ефектів, які пов'язані з поведінкою окремих електронів, необхідно, щоб їх число у квантовій ямі не змінювалось у рівноважному стані.

Для оцінювання цієї обставини будемо вважати, що час переходу електрона у точку або виходу з неї має порядок  $R_T C$ , де  $R_T$  – еквівалентний опір бар'єра, а  $C$  – ємність точки.

Флуктуації числа електронів всередині точки будуть приводить до зміни потенціальної енергії порядку  $q^2 / 2C$ , внаслідок чого на основі принципу невизначеності виконується співвідношення

$$\Delta E \Delta t = \frac{q^2}{C} R_T C > h, \quad (1.32)$$

з якого витікає умова

$$R_T \gg \frac{h}{q^2} = 25,8 \text{ кОм} \quad (1.33)$$

можливості надійного спостереження і визначення ефектів кулонівської блокади у квантових ямах.

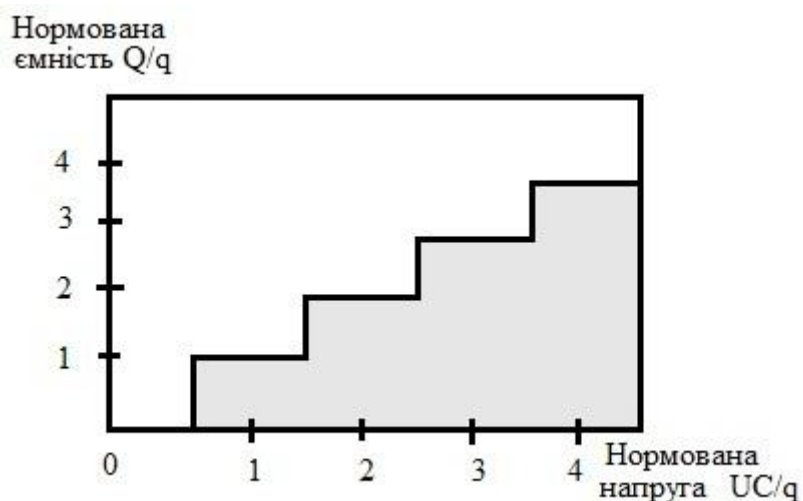


Рисунок 1.11 – Залежність ємності квантової точки від напруги у нормованих координатах

В експериментах з перенесенням окремого електрона звичайно вимірюють струм, який пропорційний провідності  $G$ , тому вираз (1.33) у вигляді провідності описується формулою

$$G \ll \frac{q^2}{h}. \quad (1.34)$$

Ефект кулонівської блокади знайшов широке використання для побудови одноелектронних транзисторів і на їх основі різноманітних наноприладів.

## 1.7 Електрооптичні ефекти у квантових структурах

**Електрооптичні ефекти у квантових ямах.** Зміна оптичних характеристик матеріалів під дією електричного поля отримала назву електрооптичних ефектів. При цьому відбувається зміна як коефіцієнта переломлення (ефект електропереломлення), так і коефіцієнта поглинання (ефект електропоглинання). Якщо енергія фотонів не перевищує ширини забороненої зони, то головним фактором є електропереломлення, оскільки поглинанням у цьому випадку можна знехтувати через його малу величину. Електрооптичні ефекти широко використовуються в багатьох оптоелектронних пристроях для керування світлом за допомогою зовнішніх електричних схем. Такі пристрої є проміжними і можуть бути віднесені і до фотоніки, і до мікроелектроніки. Внаслідок квантової локалізації електронів, високій енергії зв'язку екситонів і можливості регулювання ширини забороненої зони напівпровідникові квантові ями і взагалі напівпровідникові наноструктури мають цікаві електрооптичні властивості. Наприклад, електричне поле, яке перпендикулярне до площини ями, дозволяє зменшити енергію краю полоси поглинання (червоний зсув) і підвищити коефіцієнт переломлення матеріалу нижче цього краю. В околі границь забороненої зони ці зміни стають суттєвішими і досить сильно залежать від енергії фотонів. Простішим варіантом регулювання інтенсивності світлового потоку є використання електропоглинання. З фізики твердого тіла відомо, що зовнішнє електричне поле, яке прикладене до тривимірного зразка напівпровідника, зменшує енергію краю поглинання при енергіях вище забороненої зони (ефект Франца-Келдиша). Таким чином, для фотонів з енергією трохи нижчою краю поглинання, напівпровідник є "прозорим" при відсутності зовнішнього поля, проте є поглинальним при дії поля. В об'ємних напівпровідниках цей ефект проявляється дуже слабо для практичного використання, проте у квантових точках просторова локалізація приводить до нових ефектів поглинання, які набагато сильніші, ніж в об'ємних матеріалах. Це дозволяє на основі структур з квантовими ямами створювати оптичні модулятори з покращеними метрологічними характеристиками. У тих випадках, коли вектор електричного поля паралельний площині квантової ями, ситуація дуже схожа на випадок звичайного тривимірного напівпровідника, оскільки електрони можуть вільно рухатися у цьому напрямку, внаслідок чого електрооптичний ефект нагадує ефект Франца-Келдиша і на практиці не використовується. Більш цікава ситуація виникає у системах, коли електричне поле прикладене перпендикулярно до шарів, тоді ви-

никає ефект подібний ефекту Штарка в атомах (зсув енергетичних рівнів під дією поля), внаслідок чого це явище називають квантоворозмірним ефектом Штарка [4].

На рис.1.12 подано діаграми енергетичних зон для квантової ями до і після прикладення постійного зовнішнього поля  $F$ , яке направлено перпендикулярно до шарів структури. Потенціальна електростатична енергія  $qFz$  для електронів, яка пов'язана з цим полем, накладається на потенціал всередині кристалічного поля, що визначається профілем мінімуму зони провідності. Внаслідок цього профіль нахилиється під дією зовнішнього поля, як показано на рис.1.12, схожі явища відбуваються і для дірок. Внаслідок такої дії відбувається сильна деформація хвильових функцій і зниження енергії локалізації носіїв заряду.

Слід підкреслити, що хвильові функції частинок для електронів і дірок деформуються різним чином: хвильові функції електронів зміщуються проти напрямку поля, а для дірок – у зворотному напрямку. Зниження енергії квантової локалізації для електронів і дірок приводить до зсуву краю полоси поглинання квантових ям у сторону більш низьких енергій, що відповідає "червоному зсуву".

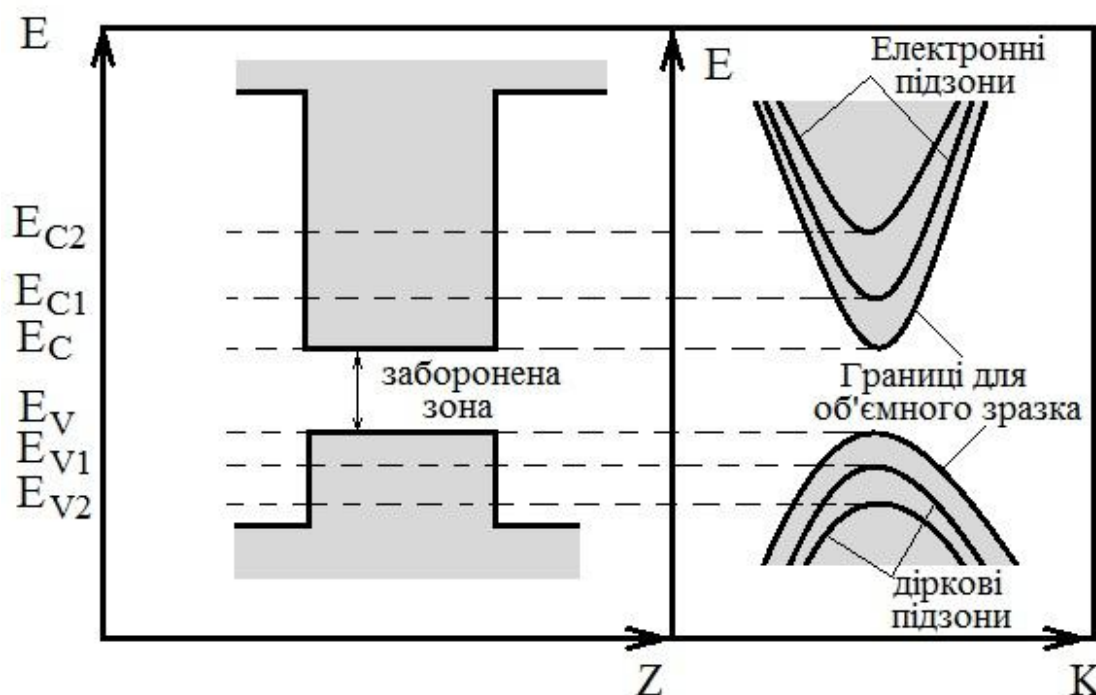


Рисунок 1.12 – Енергетична зона квантової ями: в реальному просторі (а); в просторі хвильових векторів ( $k$ -простір) (б)

Дослідження спектрів поглинання шару квантових ям у  $GaAs$  (товщина 9,4 нм) при різних значеннях зовнішнього електричного поля, вектор якого перпендикулярний до шару, показав, що на відміну від об'ємних кристалів, екситонні ефекти у шарі відбуваються при напруженості поля аж до 100 кВ/см. Це пояснюється тим, що у системі не відбувається іонізація екситонів, оскільки потенціал ям тримає електрони і дірки на відстані мен-

шій, ніж товщина шару. При цьому відбувається "червоний зсув" границі зони поглинання і екситонного піку. Для проведення розрахунків розглянемо прямокутну квантову яму з нескінченним бар'єром і шириною  $L$ . При помірних значеннях напруженості зовнішнього електричного поля на основі рівняння Шредінгера отримаємо аналітичний вираз для штарківського зсуву  $\Delta E$ , розглядаючи при цьому потенціал, який прикладається як збурення другого порядку. Для основного рівня зсув описується формулою [4]

$$\Delta E_1 = \frac{2,19 \cdot 10^{-3}}{\hbar^2} m^* q^2 F^2 L^4, \quad (1.35)$$

де  $m^*$  – ефективна маса електрона у напрямку перпендикулярному до шарів;  $q$  – заряд електрона. З формули (1.52) витікає, що величина зсуву сильно залежить від ширини ями (четвертий ступінь) і у квадраті від напруженості електричного поля. При цьому не залежить від знака електричного поля, хоча це твердження справедливе лише для квантових ям. Окрім цього, завдяки лінійній залежності від ефективної маси величина зсуву для важких дірок є значно більшою, ніж для рівнів електронів і легких дірок. Результатом такої дії є те, що зменшення ширини забороненої зони квантової ями пов'язано, головним чином, з вкладом важких дірок. Чисельні методи розрахунку зв'язку штарківського зсуву від напруженості прикладеного електричного поля, які враховують скінченну висоту бар'єрів і різницю ефективної маси у бар'єрах, приводить до значень зсуву важких дірок у 15 меВ, а для електронів – 6 меВ. Ці розрахунки відносяться до квантової ями товщиною  $100 \text{ \AA}$  для структури  $GaAs - Al_{0,35}Ga_{0,65}As$ . Для фотонів з енергією менше енергії забороненої зони у відсутності поля можна вважати, що яма є прозорою, проте поглинання світла різко зростає із зростанням напруженості поля.

У підсумку можна відмітити, що квантові ями викликають великий інтерес для прямої модуляції світла, оскільки при цьому ефективність модуляції є значно вищою, ніж у приладах, які працюють на об'ємних напівпровідниках, або інших електрооптичних матеріалах, типу ніобата літію.

**Електрооптичні ефекти у надгратках.** У квантових ямах, які зв'язані між собою, прикладене електричне поле сильно впливає на взаємодію між атомами. Це пов'язано з тим, що електростатична енергія електронів, які знаходяться в однорідному електричному полі, лінійно зростає з відстанню, що приводить до зсуву енергетичних рівнів у сусідніх ямах на величину, яка дорівнює  $\Delta E = qFd$ , де  $d$  – відстань між ямами. Резонанс між двома такими ямами повинен бути обернено пропорційний різниці енергій рівнів у грубому наближенні, внаслідок чого зміна напруженості поля повинна дозволяти легко здійснювати підгонку між станами у різних ямах.

При слабкому зв'язку між ямами електронний стан локалізується всередині ями, тому оптичні переходи між електронними і дірковими станами всередині однієї квантової ями можуть називатися переходами всередині ями, а переходи між станами різних ям – переходами між ямами, як показано на рис. 1.13. Електрооптичні ефекти для переходів всередині ями у багатьох випадках нагадують переходи для ізольованих квантових ям. Більш складною виглядає ситуація у випадку переходів між ямами, для яких зовнішнє електричне поле створює зсув за енергіями  $\Delta E = qFd$ , знак якого визначається напрямком поля.

Якщо напрямок поля збігається з напрямком від електронних станів до діркових, то при переходах повинен спостерігатися червоний зсув. Окрім того, із зростанням напруженості прикладеного поля інтенсивність переходів всередині ям зменшується і вони поступово перестають проявлятися взагалі. Використання лінійного зсуву у пов'язаних квантових станах дає великі можливості "підгонки" переходів при достатньо помірних значеннях зовнішнього поля.

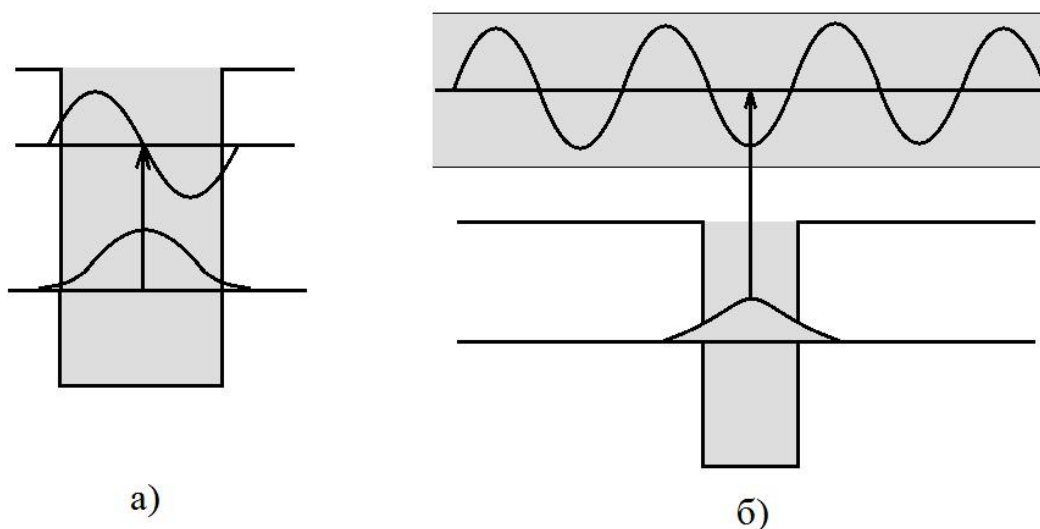


Рисунок 1.13 – Внутрішньозонні оптичні переходи у квантовій ямі (а); переходи між зв'язаними станами у ямі і протяжними станами (б)

У надгратках найбільший екситонний пік відповідає переходу з вершини діркової міні-зони на дно електронної міні-зони. В електричному полі, яке направлено перпендикулярно до шарів, зв'язок між квантовими ямами слабшає, внаслідок чого самі міні-зони розщеплюються на ряд еквідистантно розташованих енергетичних рівнів, відстань між рівнями складає  $\Delta E = qFd$ , де  $d$  – період надгратки. Система рівнів, яка утворилась, отримала назву драбини Штарка, кожний рівень якої відповідає станам, які локалізовані поблизу різних квантових ям. Вже при значеннях напруженості поля порядку  $F = \Delta / qd$ , де  $\Delta$  і  $d$  ширина міні-зони і стала надгратки, відповідно, стани драбини Штарка стають повністю локалізованими у відпо-

відній квантовій ямі. Такий ефект важко дослідити в об'ємних кристалах, оскільки ширина зони в них звичайно складає декілька еВ, внаслідок чого для спостереження описаної локалізації необхідно впливати на кристали дуже потужними полями. У надгратках ширина зони набагато менша, внаслідок чого ефекти спостерігаються при значно менших значеннях напруженості електричного поля. Наприклад, у типовій надгратці ( $40/20\text{Å}^0$ ) на основі  $\text{GaAs} - \text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$  ширина електронної міні-зони складала лише 65 меВ, тому штарківська локалізація станів досягається при напруженостях поля 115 кВ/см. Ширина міні-зони важких дірок ще менша і складає лише 6 меВ, тому локалізація станів важких дірок досягається при полях порядку 10 кВ/см.

Наведений спектр поглинання надграток, як і деякі інші спектри систем такого типу, наприклад, спектр фотоструму, підтверджує ефект локалізації станів, які викликані дією зовнішнього електричного поля. У відсутності електричного поля на таких спектрах спостерігається один екситонний перехід з вершини діркової міні-зони на дно електронної міні-зони, що відповідає переходам між делокалізованими станами. При помірних електричних полях спектр розщеплюється на серію піків, які відповідають переходам між ямами для різних станів драбини Штарка. Далі, коли напруженість електричного поля досягає значень, при яких відбувається локалізація Штарка, переходи між ямами зникають, і залишається лише пік, який відповідає переходу всередині ями. Оскільки рівень цієї однієї ями розташований близько до центра міні-зони, тому на краю зони поглинання надгратки при переході до полів високої напруженості спостерігається "синій зсув" від нульового значення. Такий синій зсув, який різко відрізняється від звичайного червоного, що спостерігається для товстих одиничних ям, дорівнює приблизно половині ширини електронної міні-зони. Це дозволяє створювати на цій основі нові електрооптичні прилади. Окрім статичного режиму поведінки електронів в умовах існування драбини Штарка, існує динамічний режим, що є цікавим для дослідників, оскільки його використання дозволяє створювати дуже швидкі електромагнітні вимірювачі, які отримали назву осцилятори Блоха. Випромінювання з терагерцовою частотою в таких пристроях було вперше зареєстровано у 1993 році, хоча воно передбачено у першій публікації Л. Есакі і Т. Чанга з надграток у 1970 році. Для розуміння цього механізму необхідно розглянути ефект впливу постійного електричного поля на електронні стани у надгратках.

У відсутності електричного поля стани квантових ям є повністю зв'язаними, оскільки електронні стани у надгратках мають нескінченну протяжність, а енергетичні рівні утворюють неперервний спектр між стелею і дном міні-зон. У електричному полі певної напруженості зв'язок між ямами слабшає, а самі міні-зони розщеплюються, утворюючи драбину Штарка. Просторову протяжність виникаючих станів можна оцінити, розглядаючи існування міні-зон за зручним наближенням. Граничні значення таких міні-зон повинні "згинатися" в електричному полі, внаслідок дії складової

$qFz$  у виразах для потенціальної енергії електростатичної взаємодії. У квазікласичному наближенні можна вважати, що кінетична енергія електрона може лежати лише у діапазоні енергії міні-зони, що означає просторові обмеження області розташування енергетичних рівнів даного електрона. Границі цієї області визначаються тими значеннями координати  $z$ , при яких рівні перетинаються з границями міні-зони. Відстань між двома точками перетинання дорівнює

$$S = \frac{\Delta E}{qr}. \quad (1.36)$$

У відсутності розсіювання будь-який електронний хвильовий пакет повинен осцилювати від одного кінця проміжку до іншого. За аналогією з класичною задачею про гармонічний осцилятор частота таких коливань визначається відстанню між рівнями, тобто

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{qFd}{\hbar}, \quad (1.37)$$

де  $d$  – період надгратки. Кутова частота  $\omega$  отримала назву частоти Блоха. Її значення можуть досягати терагерцового діапазону. Факт існування Блохівських осциляцій у напівпровідникових надгратках експериментально було підтверджено оптичними вимірюваннями.

Підсумовуючи вплив електричного поля на надгратки можна сказати, що осциляції Блоха у надгратках дозволяють генерувати мікрохвильове випромінювання під дією електричного поля. Випромінювання при цьому створюється переходами між рівнями, які утворюють драбину Штарка. Частота такого випромінювання лежить в області 1 ТГц, що практично недосяжно для існуючих джерел мікрохвильового випромінювання. Проте слід підкреслити, що ефективність емісії приладів на основі надграток поки є недостатньою, оскільки такі прилади потребують доопрацювання для впровадження їх у виробництво.

## 1.8 Квантовий ефект Холла

При вимірюваннях ефекту Холла при низьких температурах в зразках, які містять двовимірний електронний газ, в якому електрони здатні рухатися лише у межах площини, відкрито, що опір Холла відрізняється від класичної поведінки. Це відкриття одне з важливих досягнень сучасної фізики твердого тіла, що підтверджує присудження Нобелівських премій Клітцінгу (1985 р.) за відкриття цілочислового ефекту Холла і Тцуї, Штермера і Лафліна (1994 р.) за відкриття дробового ефекту Холла [3-6].

При досить високих магнітних полях на графіку залежності напруги Холла від магнітного поля з'являється ряд плоских сходинок і плато (рис. 1.14) [3, 4]. Це явище назвали квантовим ефектом Холла. На плато напруга Холла є незмінною, а повздовжня напруга дорівнює нулю.

Вперше цей ефект спостерігав німецький вчений Клауз фон Клітцинг і його співробітники в 1980 році при дослідженні польових МДН- транзисторів, тобто метал-діелектрик-напівпровідник. Вони показали, що опір Холла на ділянках, які відповідали плато сходинкам, є квантованим і дорівнює

$$R_H = \frac{h}{q^2} \left(\frac{1}{n}\right), n = 1, 2, \dots, \quad (1.38)$$

де  $n$  – деяке ціле число. Цей ефект отримав назву інтегрального квантового ефекту Холла.

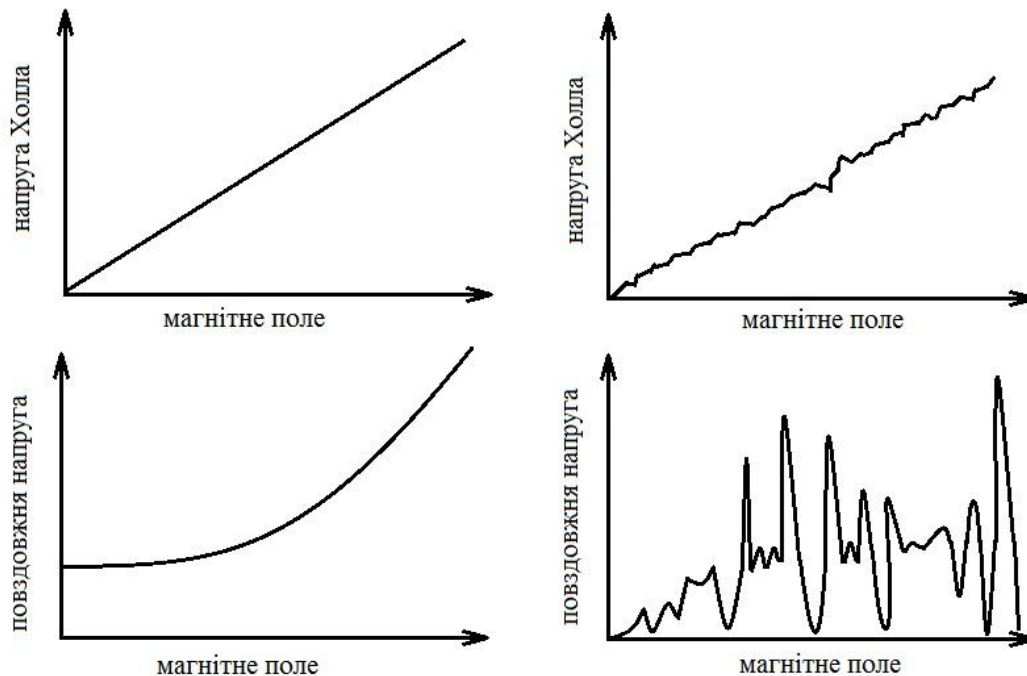


Рисунок 1.14 – Порівняльна характеристика класичного (а) і квантового ефектів Холла (б)

Він не залежний від типу матеріалу. Квант опору  $h/q^2$ , який вимірюється з точністю до  $10^{-9}$  з використанням квантового ефекту Холла став стандартом опору. На два роки пізніше американські дослідники інтегрального квантового ефекту Холла Д. Тцуї, Х. Стюрмер і А. Госсард відкрили, що крок квантування  $n = p/m$ , де  $p$  і  $m$  цілі числа, при цьому  $m$  непарним числом. Це явище отримало назву дробового квантового ефекту Холла.



## 1.9 Спінові ефекти. Спін-поляризовані матеріали

Спін є однією з фундаментальних характеристик електрона, що приводить до появи нових особливостей транспорту носіїв заряду в наноструктурах. Спінові ефекти виникають тоді, коли в матеріалі з'являється спіновий дисбаланс заселеності рівня Фермі. Такий дисбаланс звичайно існує у феромагнітних матеріалах, в яких щільності вакантних станів для електронів з різними спінами практично ідентичні, проте ці стани суттєво розрізняються за енергіями, як схематично показано на рис. 1.15 [2] (тут і далі під різними спінами електрона розуміють різні проекції його спіну на вісь квантування).

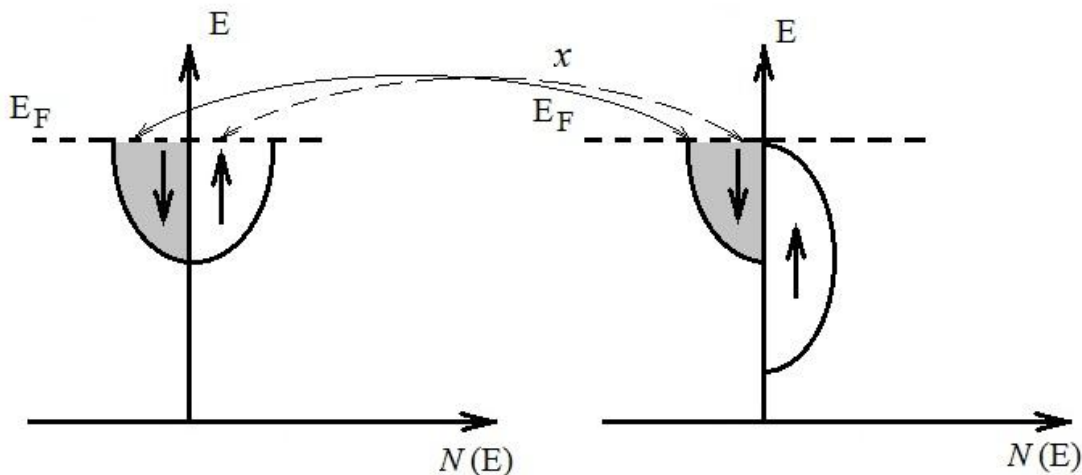


Рисунок 1.15 – Щільності станів електронів з різними спінами у немагнітному і феромагнітному матеріалі і обмін електронами між ними

Енергетичний зсув приводить до заповнення дозволених зон електронами з одним визначеним спіном і до появи в матеріалі власного магнітного моменту (намагніченості). Заселеність енергетичних зон з різним спіном визначає як спінову поляризацію інжектованих з такого матеріалу електронів, так і особливості транспортування носіїв заряду через нього.

Власну спінову поляризацію електронів в матеріалі  $P$  визначають як відношення різниці концентрації електронів з різними спінами ( $n_{\downarrow}$  і  $n_{\uparrow}$ ) до їх загальної концентрації:

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}}. \quad (1.39)$$

Найбільш сильна проява спінових ефектів відбувається у матеріалах з найбільшою спіноюю поляризацією електронів. Це стимулює пошук матеріалів за 100 % спіноюю поляризацією. На практиці поки використовуються матеріали з частковою спіноюю поляризацією. Це – метали та їх сплави, оксиди, магнітні напівпровідники. Їх приклади наведено у табли-

ці 1.2. З аналізу експериментальних даних із спінової поляризації витікає, що цей параметр чутливий до технології виготовлення матеріалу, до його структури і існування в ньому домішок.

Електричний струм у твердотілих структурах, складених з матеріалів з різною спіновою поляризацією, залежить від спінової поляризації носіїв заряду і спінової поляризації областей, через які ці носії рухаються. Електрони, які інжектуються з певним спіном, можуть зайняти в колекторі тільки вакантні місця з такою ж орієнтацією спіну.

Таблиця 1.2 – Матеріали з частковою спіновою поляризацією [2]

Матеріал Поляризація, 100%	Co 42	Fe 46	Ni 46	Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub> 45	CoFe 47	NiMnSb 58	CrO <sub>2</sub> 90
Матеріал Поляризація, %	La <sub>0,7</sub> Sr <sub>0,3</sub> MnO <sub>3</sub> 78		Be <sub>0,07</sub> Mn <sub>0,03</sub> Zn <sub>0,9</sub> Se 90(T=5K, H=1,5 Тл)		Zn <sub>0,94</sub> Mn <sub>0,06</sub> Se 70(T=4,2K, H=4-5 Тл)		

Електрон, який спочатку спін-поляризований в інжектуючому електроді, в міру руху змінює через розсіювання як свій імпульс, так і свій спін. Для практичного застосування потрібно знати, як довго електрон "пам'ятає" свою спінову орієнтацію. Як характеристику "спінової пам'яті" використовують середню відстань, яку проходить електрон до зміни свого спіну. Ця відстань отримала назву довжини спінової релаксації,  $\ell_s$ . В твердих тілах її величина перевищує 100 нм і визначається спін – незалежним пробігом електронів, що відповідає довжині вільного пробігу електронів при непружному розсіюванні  $\ell_{in}$ , оскільки при зміні напрямку спіну розсіюваного електрона баланс за імпульсом в системі взаємодіючих частинок не зберігається. Тоді  $\ell_s = (\ell_{in} v_F \tau_{\uparrow\downarrow})^{1/2}$ , де  $v_F$  – швидкість Фермі,  $\tau_{\uparrow\downarrow}$  – час релаксації спіну. Довжина спінової релаксації визначається процесами спін-орбітального і обмінного розсіювання. За ідентичним складом матеріалу в кристалах вона більша, ніж в аморфній фазі.

В спін-поляризованих матеріалах стани з переважним спіном контролюються намагніченістю цих матеріалів. Якщо намагніченість змінюється на протилежну, то переважна орієнтація також змінюється на протилежну. При інжекції спін-поляризованих електронів в матеріал з відмінною від нуля намагніченістю, а, отже, і зі спіновою поляризацією, яка контролюється зовнішнім магнітним полем, то цей матеріал може поводити себе як провідник або як ізолятор – в залежності від напрямку намагніченості і орієнтації спінів інжектуюваних електронів. При однаковому напрямку спінів інжектуюваних електронів і електронів матеріалу забезпечується найвища провідність. Протилежний напрямок спінів інжектуюваних електронів гальмує проходження електронів через матеріал.

Два основних ефекти, а саме – гігантський магнітоопір і тунельний магнітоопір – є наслідком особливостей транспорту носіїв заряду, які контролюються спіном електронів в нанорозмірних структурах. Ці ефекти складають основу нового напрямку в науці і техніці, який отримав назву спінтроніка. Метою спінтроніки є створення елементів електронної обробки інформації з використанням як носіїв інформації і заряду електронів, і їх спінів. Можливість контролювати і керувати спіновими станами в твердих тілах являє також значний інтерес для практичної реалізації ідей квантових обчислень, які обіцяють революційний прогрес у розвитку інформаційних систем.

### **Контрольні питання**

1. Які розміри транзистора, що дозволяють розглядати опис процесів перенесення зарядів в рамках класичної теорії?
2. Які технологічні процеси сприяли значному прогресу у розвитку наноелектроніки?
3. Поясніть суть факторів, які визначають технологічну межу створення мікроелектронних приладів.
4. Назвіть і поясніть обмеження при виготовленні мікроелектронних приладів, які пов'язані з фундаментальними законами природи.
5. В яких напрямках розвивається наноелектроніка твердого тіла?
6. Які фундаментальні явища виникають при розгляді поведінки рухливих носіїв заряду в нанорозмірних структурах?
7. Поясніть природу квантового обмеження при розгляді руху електронів в нанорозмірних структурах.
8. Чим відрізняється квантово-механічна система від класичної при розгляді руху електрона у потенціальній ямі?
9. Нарисуйте і поясніть енергетичні діаграми і щільності станів для квантової плівки, квантового проводу і квантової точки.
10. Поясніть різницю між "геометричним" і "електронним" підходами для виготовлення низькорозмірних структур.
11. Дайте визначення і поясніть значення середньої довжини вільного пробігу електрона в наноелектроніці.
12. Поясніть природу балістичного транспортування носіїв заряду у квантових структурах.
13. Поясніть різницю між пружним і непружним розсіюванням носіїв заряду у наноструктурах.
14. Дайте визначення поняття довжини фазової когерентності електронної хвилі.
15. Поясніть, як визначається провідність одновимірного квантового провідника в балістичному режимі?
16. Що являє собою точковий квантовий контакт і як його сформовано?

17. Опишіть процес тунелювання квантових частинок через потенціальні бар'єри.

18. Чим відрізняється процес тунелювання квантових частинок від такого ж процесу у класичній механіці?

19. Як визначаються коефіцієнти тунельної прозорості і відбиття при тунелюванні квантових частинок через різні за формою потенціальні бар'єри?

20. Поясніть фізичну природу тунельно-резонансного ефекту у наноструктурах.

21. Які фізичні процеси приводять до появи від'ємного диференціального опору на вольт-амперній характеристиці квантової гетероструктури?

22. Поясніть суть резонансних явищ, при яких коефіцієнт тунельної прозорості різко зростає.

23. В чому суть ефекту кулонівської блокади і при яких умовах вона виникає?

24. Які дві умови повинні виконуватися у квантовій точці для надійного спостереження ефекту кулонівської блокади?

25. Поясніть природу електрооптичних ефектів у квантових ямах, що розуміють під квантово-розмірним ефектом Штарка.

26. Які переваги дає використання електрооптичних ефектів у надгратках?

27. Поясніть природу фізичних явищ при розгляді квантового ефекту Холла.

28. Чому квант опору Холла став стандартом величини опору?

29. Поясніть умови виникнення спінових ефектів у матеріалах.

30. Як визначається власна спінова поляризація електронів у матеріалах?

31. Дайте визначення довжини спінової релаксації і від яких факторів вона залежить.

32. Які основні ефекти контролюються спіном електронів в нанорозмірних структурах?

## Література

1. Фейнман Р. Ф. Внизу полным-полно места: приглашение в новый мир физики / Р. Ф. Фейнман. Российский химический журнал, т. XLVI, № 5, 2002. – С.4-6.

2. Борисенко В. Е. Физические основы наноэлектроники / Борисенко В. Е., Часть 1. – Мн.: БГУИР, 2001. – 48 с.

3.Ткалич В. Л. Физические основы наноэлектроники / Ткалич В. Л., Макеева А. В., Оборина Е. Е. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2011. – 83 с.

4. Мартинес-Дуарт Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Мартинес-Дуарт Дж. М., Мартин-Палма Р. Дж., Атулло-Руеда Ф. – М.: Техносфера, 2007. – 368 с.

5. Наноелектроніка. За ред. З. Ю. Готри. – Львів: Ліга-прес, 2009. –342 с.

6. Щука А. А. Наноэлектроника / Щука А. А.– М.: Физматкнига, 2007. – 464 с.

## 2 ЕЛЕМЕНТИ НАНОРОЗМІРНИХ СТРУКТУР

Природа потенціальних бар'єрів, які використовуються для створення низькорозмірних структур, неминуче впливає на властивості цих структур. Реальні границі поділу вносять додаткові квантові ефекти, які потрібно враховувати при конструюванні наноелектронних, оптоелектронних і оптичних приладів. Розглянемо електронні властивості границь поділу і комбінованих структур, які містять низькорозмірні елементи.

### 2.1 Вільна поверхня і міжфазні границі поділу

Практична реалізація квантового обмеження і пов'язаних з ним ефектів потребує просторової локалізації електронів. В твердих тілах це може бути досягнуто шляхом використання вільних поверхней і міжфазних границь.

Вільна поверхня будь-якого твердого тіла являє собою звичайний потенціальний бар'єр. Дозволені енергетичні стани електронів при переході через поверхню змінюються стрибком. Висота і просторова конфігурація такого бар'єра визначається розташуванням атомів твердого тіла на поверхні і поблизу неї, а в особливості – домішковими атомами і молекулами, які адсорбовані на поверхні. Поверхневі властивості кристалів, які знаходяться у вакуумі, визначаються декількома поверхневими моноатомними шарами, які за своєю атомною конфігурацією відрізняються від таких в об'ємі кристала. Поверхневий шар кристала, який вільний від адсорбованих частинок, звичайно піддається структурним змінам, які називають реконструкцією. В деяких випадках він може залишатися нереконструйованим. Реконструкція поверхні є наслідком перебудови обірваних зв'язків поверхневих атомів. Поверхневі атоми з розірваними ковалентними або іонними зв'язками можуть згрупуватися у ряди з міжатомними відстанями більше або менше, ніж в об'ємі. Найближчі сусіди – поверхневі атоми – зближуються для утворення зв'язків за рахунок своїх незадіяних валентних електронів і таким чином знижують енергію системи. При цьому відбувається реконструкція поверхні, яка характеризується, зміненими відносно об'єму, позиціями атомів і утворенням нової елементарної комірки. Особливості реконструйованої поверхні впливають на її електронні властивості і на наступне епітаксіальне осадження на неї других матеріалів.

На нереконструйованих поверхнях розташування атомів зберігається таким же, як і в об'ємі, хоча відстань між верхніми моноатомними шарами змінюється. Ця відстань зменшується, що пояснюється у рамках подання про двоатомну молекулу. Згідно з цим поданням, відстань між атомами в приповерхневому шарі характеризується величинами, які є проміжними міжатомними відстанями в об'ємі кристала і в вільній двоатомній молекулі, яка складається з тих же атомів, що і кристал. Оскільки міжатомна відстань в двоатомній молекулі менша, ніж у кристалі, то існує рухома сила для релаксації атомів на поверхні. В процесі такої релаксації в площині по-

верхні атоми зберігають своє взаємне розташування таким, як воно проєкціюється з об'єму, проте відстань між атомними площинами зменшується.

Адсорбовані на поверхні атоми і молекули утворюють зв'язки, які не типові для об'єму твердого тіла. Внаслідок атомна структура і, відповідно, електронні властивості приповерхневого шару отримують суттєві відзнаки від властивостей, які типові для об'єму твердого тіла, так і для його реконструйованої або нереконструйованої поверхні. Коли дві вільні поверхні розташовуються одна від одної, наприклад, як у квантовій плівці або квантовому проводі, то модифіковані при поверхні шари перекриваються і кардинально змінюють властивості таких структур.

Точний контроль потенціального бар'єра у вільній поверхні і керування ним є досить важким, що пояснюється неконтрольованою адсорбцією домішок. Більше того, достатньо складно реалізувати інжекцію носіїв заряду через такий бар'єр, що потрібно для прикладних застосувань. Як наслідок цього, вільні поверхні слід розглядати як одні з важливих елементів низькорозмірних структур, хоча їх безпосереднє використання в приладних структурах звичайно обмежено пасивними функціями.

Міжфазні границі утворюються між областями з різними фізичними властивостями. У випадку напівпровідників, з усіх можливих комбінацій монокристалічної, полікристалічної і аморфної фаз, границя між двома монокристалічними областями має найбільш керовані характеристики. Для того, щоб отримати потенціальний бар'єр на такій границі, повинна бути задоволена одна із таких вимог. Якщо контактуючі напівпровідники мають однаковий хімічний склад, то вони повинні відрізнятися типом основних носіїв заряду, а при однаковому типі основних носіїв заряду їх концентрації повинні бути суттєво різними. Напівпровідники з різним хімічним складом повинні бути близькі, а в ідеальному випадку – збігатися параметри ґраток.

Потенціальні бар'єри, які утворені на границі двох матеріалів з однаковим хімічним складом, звичайно є широкими і гладкими. Це – результат дифузійного перерозподілу домішок, які надають певні донорні або акцепторні риси контактуючим областям. Взаємна дифузія компонентів на границі матеріалів з різним хімічним складом звичайно обмежена декількома моношарами, при цьому один моношар – це найтонший шар, який містить певний стехіометричний набір атомів даного матеріалу. Для таких границь характерні різкі, східчасті потенціальні бар'єри. Вони утворюються в гетероепітаксійних структурах  $A^3B^5$  і  $A^2B^6$ . Підходящі пари матеріалів в даному випадку визначають вимогу сумісності кристалічних ґраток. Формуються такі структури у вигляді надґраток.

## **2.2 Надґратки. Напружені і релаксовані наноструктури**

Монокристалічну плівку з одного матеріалу, яка відтворює сталу ґратки монокристалічної підкладки з другого матеріалу, називають надґрат-

кою. Коли ці два матеріали мають дуже близькі сталі ґраток, вони утворюють так звані псевдоморфні надґратки. Серед напівпровідників таких матеріалів дуже мало. Між тим рівність сталих ґраток не є строго необхідною умовою для псевдоморфного росту одного матеріалу над другим.

В межах деякої обмеженої товщини нарощуваної плівки можна "примусити" осаджувані атоми займати позиції відповідно до розташування атомів у підкладці, навіть якщо це розташування відрізняється від рівноважного розташування атомів в об'ємному матеріалі плівки. При цьому утворюється напружена надґратка, структура якої, проте, досконала. Формування напруженої надґратки у випадку, коли стала ґратки у матеріалі підкладки менша, ніж у матеріалі плівки, схематично показано на рис. 2.1

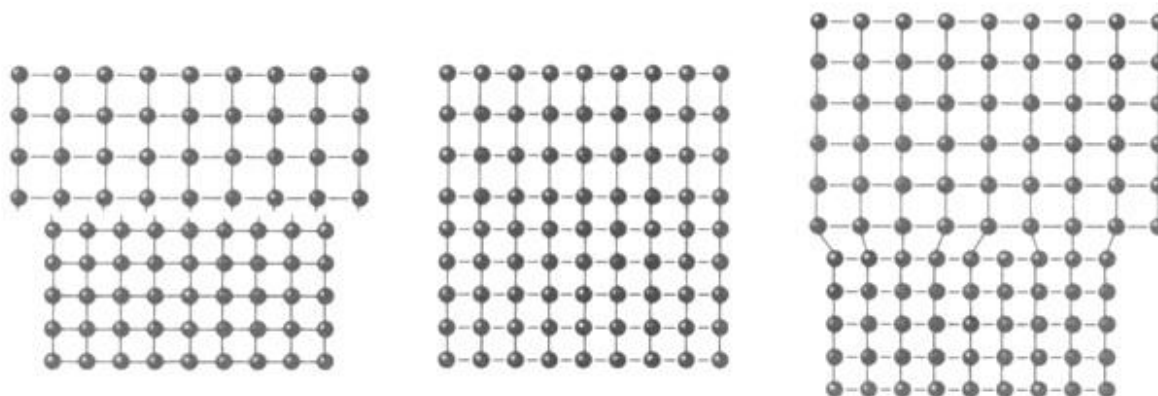


Рисунок 2.1 – Утворення напруженої і релаксованої епітаксійної плівки

Напруження в такій плівці зростає із збільшенням її товщини. При досягненні деякої критичної товщини вони релаксують за рахунок утворення дислокацій невідповідності, вивільняючи накопичену в напруженому стані енергію і тим самим знижують повну енергію системи. Кристалічна ґратка матеріалу, який наноситься, отримує свій природний вигляд, і при подальшому осадженні матеріалу на підкладку плівка зростає вже з релаксованою ґраткою. Критична товщина плівки залежить від величини розбалансу сталих ґраток і модулів пружності матеріалів плівки і підкладки при температурі осадження. В принципі, не перевищуючи критичної товщини, можна сформувати напружену надґратку з будь-якого напівпровідника на підкладці з тим же типом кристалічної ґратки.

На практиці для створення якісних потенціальних бар'єрів на надґратках бажано мати найменший розбаланс параметрів ґраток плівки і підкладки, а також певну різницю їх електронних властивостей.

Серед напівпровідників є достатній вибір матеріалів, які відповідають цим вимогам. На рис. 2.2 подано дані по ширині забороненої зони напівпровідників зі структурою алмазу і цинкової обманки і сталі їх ґраток. Затінені вертикальні області об'єднують групи напівпровідників з близькими

сталими ґраток. Матеріали всередині цих груп забезпечують створення псевдоморфних надґраток і гетеропереходів на їх основі, висота потенціального бар'єра на границях при цьому визначається різницею ширини забороненої зони. Напівпровідники, які з'єднані суцільними лініями, утворюють стабільні проміжні з'єднання (сполуки). Прикладом таких подвійних сполук є SiGe, потрійних – AlGaAs, а четвертинних – GaInAsP.

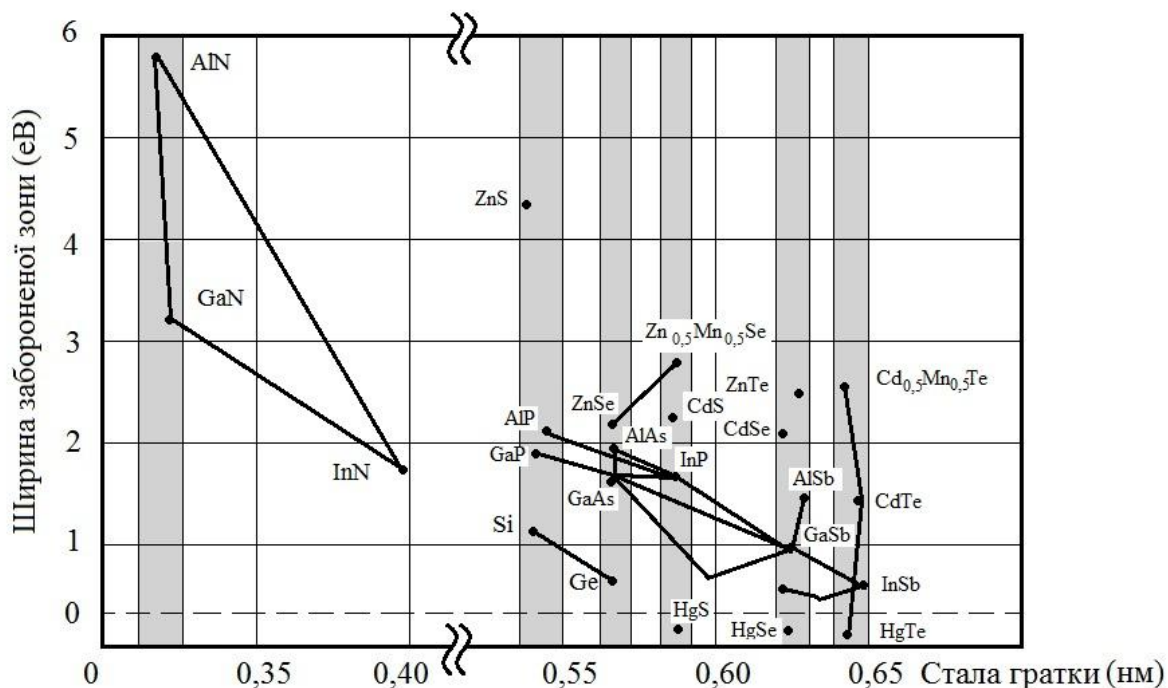


Рисунок 2.2 – Ширина забороненої зони при низькій температурі і стала ґратки для напівпровідників з кубічною кристалічною структурою типу цинкової обманки і алмазу. Для порівняння подано параметри гексагональних нітридів (сталі ґраток) [1]

Серед поданих матеріалів виділяються напівпровідникові нітриди. Вони мають іншу ґратку (гексагональну) і невеликі значення сталих ґратки, що потребує спеціальних підкладок для їх епітаксійного росту. Постійна ґратки проміжного з'єднання  $a(x)$  лінійно змінюється в інтервалі між сталими ґраток, які утворені з його матеріалів  $a_1$  і  $a_2$ .

$$a(x) = xa_1 + (1-x)a_2, \quad (2.1)$$

де через  $x$  позначена молярна частка матеріалу 1 в матеріалі 2. Це правило Віґарда. Проміжні напівпровідникові з'єднання значно збільшують кількість матеріалів для формування сумісних надґраток.

Так, наприклад, стала ґратки потрійної сполуки  $Al_xGa_{1-x}As$  дорівнює  $xa_{AlAs} + (1-x)a_{GaAs}$ . При зміні  $x$  від 0 до 1 вона змінюється менше, ніж на 0,15 %. Це дозволяє вирощувати з  $AlAs$ ,  $GaAs$  або  $Al_xGa_{1-x}As$  надґратки



будь-якого складу практично без напруг. Окрім того, різниця ширини забороненої зони матеріалів даної групи досягає 0,8 eV, що поряд із структурною сумісністю і визначає їх широке застосування для "зонної інженерії" при створенні нано- і оптоелектронних приладів.

Як псевдоморфні, так і напружені надгратки, які виготовлені шляхом багаторазового епітаксійного осадження різних за складом напівпровідників, використовують для формування вбудованих квантових ям, в яких електрони або дірки випробовують квантове обмеження.

### **2.3 Моделювання квантових конфігурацій. Методи молекулярної динаміки і молекулярної механіки**

Оскільки розміри наноструктур порівнянні з міжатомними відстанями, то розташування атомів в них залежить значною мірою від впливу поверхні, границь поділу і внутрішніх точкових дефектів. Експериментальне визначення релаксації кристалічної ґратки внаслідок дефектів вкрай важке, оскільки потребує використання методів аналізу з атомним дозволом. Тому ефективним методом дослідження і опису атомних конфігурацій нанорозмірних структур є їх теоретичне моделювання з використанням сучасної обчислювальної техніки.

Пошук оптимального розташування атомів в нанорозмірній структурі з врахуванням їх взаємодії одного з одним і вплив на них зовнішніх сил здійснюється шляхом знаходження такого взаємного розташування, яке відповідає мінімальній енергії всієї структури. Для розв'язання цієї задачі можуть бути використані два принципово різні підходи. В їх основі лежать, відповідно, уявлення про тверде тіло як про механічну, так і про квантово-механічну системи. В першому випадку використовуються методи молекулярної динаміки і молекулярної механіки, у другому – методи квантової хімії. Ми розглянемо лише теоретичні основи першої групи методів. Квантово-механічні підходи використовуються при розгляді електронних властивостей нанорозмірних структур.

В методі молекулярної динаміки пошук оптимальної атомної конфігурації здійснюється шляхом покрокового руху в положення, які забезпечують мінімум потенціальної енергії аналізованої структури. Розглядається скінченна область кристала – кристаліт. Рух атомів описується рівняннями класичної механіки. Взаємодія атомів з поверхнею або границею поділу імітується за допомогою направлених в середину розглянутого об'єму постійних сил, які діють лише на атоми в цій граничній області. Розрахунок атомної конфігурації починається із завдання передбачуваних координат атомів. В наступному, змінюючи положення атомів, знаходять конфігурацію, яка відповідає мінімуму потенціальної енергії. При цьому розв'язується система пов'язаних рівнянь руху для кожного атома [1]

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{V}_i(t), \quad (2.2)$$

$$\frac{d\vec{V}_i}{dt} = \frac{1}{M} \vec{F}_i[\vec{r}_i(t), \dots, \vec{r}_N; \vec{V}_i(t)], \quad (2.3)$$

де  $\vec{r}_i(t)$  – координата  $i$ -атома;  $\vec{V}_i$  – його швидкість;  $N$  – загальна кількість атомів;  $M$  – маса атома. Сила  $\vec{F}_i$ , яка діє на  $i$ -атом, є результатом взаємодії цього атома з його сусідами. Вона визначається потенціалом багаточастинкової взаємодії, проте, якщо останній невідомий, то використовують потенціали парної взаємодії  $\varphi_{ij}$  між  $i$ -атомом і всіма іншими  $j$ -ми атомами:

$$\vec{F}_i = \sum_j \vec{F}_{ij}, \quad (2.4)$$

де сила, яка діє  $i$ -й атом зі сторони  $j$ -го атома дорівнює

$$\vec{F}_{ij} = \frac{d\varphi_{ij}}{dr_{ij}} \cdot \frac{\vec{r}_{ij}}{r_{ij}}. \quad (2.5)$$

Тут  $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ . Потенціал парної взаємодії  $\varphi_{ij}$  може бути задано у формі Ленарда-Джонса, Борна-Майєра, Томаса-Фермі екранованого кулонівського потенціалу або у будь-якій іншій формі, що адекватно описує особливості міжатомної взаємодії в модельованій системі. Слід мати на увазі, що повний потенціал міжатомної взаємодії дуже рідко зводиться до парних взаємодій, принаймні у твердих тілах. Тому використання потенціалів численної взаємодії дає більш точний результат.

Розв'язування системи рівнянь (2.2) – (2.3) з врахуванням (2.4) і (2.5) можливе лише шляхом числового інтегрування. При цьому потрібно врахувати що [1]:

1) метод інтегрування слід вибирати з врахуванням розміру модельованої області, необхідної точності розрахунків і обчислювальної потужності комп'ютера;

2) для отримання об'єктивного результату важливо вибрати коректний опис потенціалу міжатомної взаємодії в конкретній модельованій структурі;

3) врахування теплових коливань атомів дозволяє оцінити динамічну стабільність отриманих рівноважних атомних конфігурацій;

4) зшивання границь виділеного кристаліта з об'ємом повинно бути коректним. Для опису гетерофазних границь необхідно використовувати періодичні граничні умови у відповідних напрямках;

5) у процесі моделювання необхідно зменшувати швидкості руху всіх атомів на кожній ітерації, тому що атоми будуть просто коливатися, проте не будуть релаксувати до положення рівноваги.

Процедура динамічної релаксації модельованого ансамблю атомів контролюється міжатомними потенціалами і законами механіки Ньютона, що дає можливість віднайти таке положення атомів, яке відповідає стану з найменшою потенціальною енергією.

В основі методу молекулярної механіки лежить процедура статичної релаксації. Аналізується повна потенціальна енергія системи, яка розраховується для різних атомних конфігурацій. Конфігурація з найменшою потенціальною енергією вважається рівноважною.

Якщо обчислювальні можливості комп'ютера не дозволяють моделювати поведінку структури у цілому, то для аналізу виділяється частина досліджуваної структури – кристаліт. Атоми всередині кристаліту розглядаються як взаємодіючі одна з одною частинки. Між ними задається центральна парна взаємодія, яка характеризується потенціалом  $\varphi_{ij}$ . При цьому враховуються сусіди з найближчих координаційних сфер. Як показано вище, опис атомної структури твердих тіл з використанням парного потенціалу є наближенням до реальної численної взаємодії. Окрім того, сусіди тільки з найближчих координаційних сфер враховуються, "як правило", проте не завжди.

Точність завбачення рівноважної атомної конфігурації методом молекулярної механіки визначається інтуїцією і досвідом дослідника, оскільки тільки вибір оптимального алгоритму зміни координат атомів дозволяє за розумний час знайти їх розташування, яке відповідає глобальному, а не локальному мінімуму потенціальної енергії. Розрахунок потенціальної енергії може бути здійснено як в рамках класичної механіки, так із використанням квантово-механічних методів. При цьому використання процедури Монте-Карло робить результати статистично більш надійними.

Однією з важливих проблем практичного застосування методів молекулярної динаміки і механіки є обмеження на кількість атомів в аналізованій структурі. Воно пов'язано з обмеженням обчислювальної потужності комп'ютера. Аналіз взаємодії  $N$  атомів зі своїми  $(N-1)$  сусідами потребує знаходження  $N(N-1)/2$  парних взаємодій. Якщо не використовується спеціальний алгоритм, то час, який необхідний для розрахунків, пропорційний  $N^2$ . Це не є великою проблемою для атомних кластерів (нульвимірних структур), які включають декілька тисяч атомів. Проте, у випадку квантових проводів і квантових плівок, потужність комп'ютера буде обмежувати максимальний розмір структури, для якої проводиться моделювання.

Існують прийоми, які дозволяють долати вказані обмеження на розмір структури, що моделюється. Одним з них є використання періодичних граничних умов. При цьому із структури вирізається показна область, стани на границях якої описуються періодичними граничними умовами. Це екви-

валентно розгляду нескінченного простору, який заповнений ідентичними копіями модельованої області. Така періодичність має два важливих наслідки. По-перше, будь-який атом, який покидає модельовану область через границю, неминуче входить в неї з протилежного боку. По-друге, атоми розташовані на границі взаємодіють з атомами в сусідній копії модельованої області, що еквівалентно взаємодії між атомами, які знаходяться з протилежних сторін самої модельованої області – так званий циклічний процес. Цей ефект необхідно враховувати при розрахунках міжатомних взаємодій і числовому інтегруванню рівнянь руху.

Другий підхід дозволяє заміну зовнішньої(пасивної) області модельованої структури пружним середовищем з відповідними інтегральними властивостями. Деформація пружного середовища і атомів, які там знаходяться, описується графічно симетричним векторним полем.

Деформація пружного середовища і атомів, які в ній знаходяться, описується сферично симетричним векторним полем [1]

$$\vec{U} = C \frac{\vec{r}}{r^3}, \quad (2.6)$$

де  $C$  – параметр, який характеризує середовище. В такому наближенні енергія кристаліта  $E$  дорівнює

$$E = \frac{1}{2} \sum_i \sum_{i \neq j} \varphi_{ij} + aC + bC^2, \quad (2.7)$$

де складова  $aC$  описує роботу проти сил, які тримають досконалу гратку у рівновазі, а складова  $bC^2$  являє собою енергію, яка запасена пружним полем. Параметри  $C$ ,  $a$  і  $b$  визначаються з умови рівності нулю результуючої сили  $\vec{F}_\Sigma$ , яка діє зі сторони пружного середовища на область всередині неї

$$\vec{F}_\Sigma = -\frac{dE}{dC} = \sum_i \sum_k \vec{F}_{ik} \frac{d\vec{r}_{ik}}{dC} - a - 2bC = 0. \quad (2.8)$$

Індекси  $i$  і  $k$  відносяться, відповідно, до атомів зовні і всередині середовища. Після введення і опису зовнішнього пружного середовища до внутрішньої виділеної області можна застосовувати процедуру динамічної або статичної релаксації. Розглянуті прийоми слід використовувати з певною пересторогою, оскільки вони не повністю виключають ефекти, які пов'язані зі скінченними розмірами модельованої структури. Порівнюючи процедури динамічної і статичної релаксації, слід підкреслити, що динамічна модель дає можливість практично одразу займати положення, які відповідають найменшій потенціальній енергії. Процедура ж статичної релаксації

дозволяє визначити, яка атомна конфігурація має найменшу енергію, а, отже, є найбільш стійкою, лише розрахувавши енергії різних можливих метастабільних конфігурацій. Прогрес в використанні обох підходів нерозривно пов'язаний з підвищенням обчислювальної потужності (швидкості і об'єму оперативної пам'яті) використаних для цих цілей комп'ютерів.

## **2.4 Структури з квантовим обмеженням за рахунок внутрішнього електричного поля. Квантові ями. Правило Андерсона**

Донорні і акцепторні домішки в напівпровідниках, так як і гетеропереходи, що утворені різними напівпровідниками або напівпровідником і діелектриком, неминуче індукують локальний перерозподіл зарядів. Виникаюче при цьому внутрішнє електричне поле використовують для створення потенціальних бар'єрів, які обмежують рух електронів в нанорозмірних областях. Такий підхід може бути названо як електронне формування наноструктур. Серед структур з квантовим обмеженням, яке створено внутрішнім електричним полем, найбільше розповсюдження отримали квантові ями, модуляційно-леговані структури і дельта-леговані структури.

Структура, яка складається з напівпровідників з різною шириною забороненої зони або напівпровідника і діелектрика, в якій нанорозмірна область з матеріалу з меншою шириною забороненої зони розташована між областями матеріалу з більшою шириною забороненої зони, веде себе як квантова яма для рухливих носіїв заряду. Матеріал з меншою шириною забороненої зони утворює власне яму, а сусідні області створюють потенціальні бар'єри, які відіграють для цієї ями роль стінок. Повторення такої структури у просторі дає періодичні квантові ями. Класичним прикладом твердотільних квантових ям є надгратки, які виготовлені з напівпровідників з різними електронними характеристиками. Проте властивості квантових ям мають наноструктури з напівпровідників, які вбудовані в діелектричні матриці, навіть з відсутністю сумісності їх кристалічних ґраток. Прикладом таких структур є нанорозмірні кластери і шари кремнію, що вбудовані в діоксид кремнію.

Для побудови енергетичної діаграми квантової ями необхідно відповідним чином з'єднати зони провідності і валентної зони матеріалу ями і матеріалу бар'єра. Алгоритм з'єднання дає алгоритм Андерсона, в основі якого лежить така характеристика матеріалу, як спорідненість до електрона  $\chi$ -енергія, яка потрібна для перенесення електрона з дна зони провідності  $E_C$  у вакуум, де він може покинути матеріал [1-5]. Спорідненість до електрона практично не залежить від положення рівня Фермі на відміну від роботи виходу, яка відраховується від рівня Фермі і тому суттєво залежить від ступеня легування матеріалу. На рис. 2.3 подано з'єднання зон на границі між вузькозонним матеріалом  $A$  із спорідненістю до електрона  $\chi_A$  і широкозонним матеріалом  $B$  із спорідненістю до електрона  $\chi_B$ , де  $\chi_A > \chi_B$ .

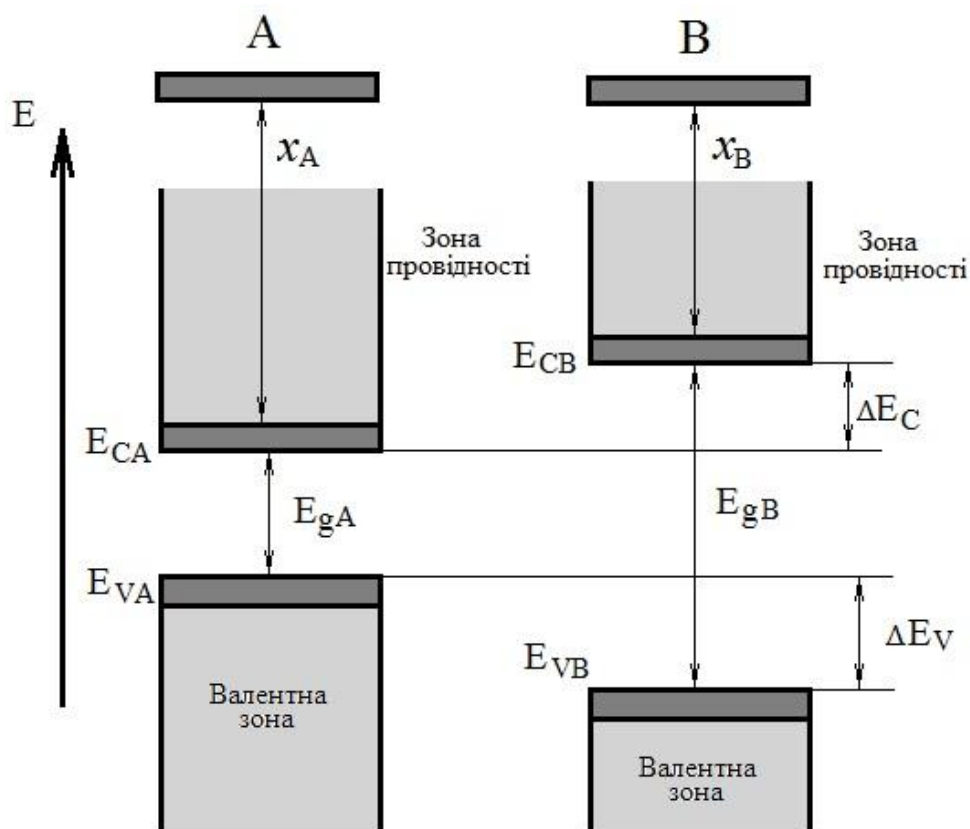


Рисунок 2.3 – Погодження енергетичних зон на границі гетеропереходу відповідно до правила Андерсона

Правило Андерсона встановлює, що для двох матеріалів, які утворили гетероперехід, енергії електронних станів у вакуумі однакові. Це приводить до того, що зсув між зонами провідності дорівнює  $\Delta E_C = E_{CB} - E_{CA} = \chi_A - \chi_B$ . Відповідно зсув між валентними зонами  $\Delta E_V$  може бути визначено на основі наведеної діаграми з врахуванням спорідненості до електрона і ширини забороненої зони в кожному матеріалі. В таблиці 2.1 наведено параметри деяких напівпровідників і діелектриків, які дозволяють будувати енергетичні зонні діаграми, які утворюють гетеропереходи. При температурах вище абсолютного нуля дисбаланс рівнів Фермі в контактуючих матеріалах, якщо таке має місце, усувається за рахунок перерозподілу вільних носіїв заряду поблизу границі поділу між областями ями і області бар'єра.

В загальному випадку границі зон провідності і валентних зон матеріалів, які утворюють квантові ями, не збігаються. В залежності від їх взаємного розташування розрізняють два основних типи періодичних квантових ям. Їх енергетичні діаграми подано на рис.2.4, де вважається, що матеріал А має меншу заборонену зону, ніж матеріал В. Пунктирними лініями позначено мінімальні рівні енергії електронів і дірок, які дозволено відповідно до квантових обмежень.

Таблиця 2.1 – Параметри напівпровідників і діелектриків, які дозволяють будувати енергетичні зонні діаграми, які утворюють гетеропереходи [1]

Матеріал	<i>Si</i>	<i>Ge</i>	<i>AlP</i>	<i>AlAs</i>	<i>AlSb</i>	<i>GaP</i>	<i>GaAs</i>	<i>GaSb</i>	<i>InP</i>
$E_g$ , eB	1,12	0,66	2,45	2,15	1,60	2,27	1,42	0,68	1,34
$\chi$ , eB	4,05	4,13	3,44	3,51	3,65	3,08	4,07	4,06	4,38

Матеріал	<i>InAs</i>	<i>InSb</i>	<i>ZnS</i>	<i>ZnSe</i>	<i>ZnTe</i>	<i>CdS</i>	<i>CdSe</i>	<i>CdTe</i>
$E_g$ , eB	0,35	0,18	3,58	2,67	2,26	2,42	1,7	1,44
$\chi$ , eB	4,92	4,59	3,9	4,09	3,5	4,5	4,95	4,28

Матеріал	<i>AlN</i>	<i>GaN</i>	<i>InN</i>	<i>SiO<sub>2</sub></i>	<i>CaF<sub>2</sub></i>	<i>Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub></i>	<i>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></i>
$E_g$ , eB	6,2	3,42	1,9	8,8	12,2	≈ 5	≈ 8
$\chi$ , eB	0,6	3,3	5,8	1,1	1,5	1,8	1,35

В періодичних квантових ямах типу 1 дно зони провідності широкозонного напівпровідника розташовано вище дна зони провідності вузькозонного напівпровідника. Для стелі валентної зони ці відношення зворотні, тобто стеля валентної зони широкозонного напівпровідника лежить нижче стелі валентної зони вузькозонного напівпровідника. Такі енергетичні співвідношення приводять до того, що електрони і дірки локалізуються і випробовують квантове обмеження в одній і тій же області, тобто в області вузькозонного напівпровідника, яка відповідає квантовій ямі. Така структура отримала назву просторово прямозонна.

Тип 2 періодичних квантових ям відрізняється від типу 1 тим, що при тих же енергетичних співвідношеннях для дна зони провідності стеля валентної зони широкозонного напівпровідника розташована вище стелі валентної зони вузькозонного напівпровідника. Це приводить до того, що електрони і дірки локалізуються і випробовують квантове обмеження в різних областях. Такий тип структур не є прямозонним. В типі 2 виділяють також специфічний випадок, який відноситься до вузькозонних напівпровідників і напівметалів.

Для нього характерне існування дуже малого енергетичного зазору між мінімальними рівнями енергії електронів і дірок в сусідніх областях. Зустрічаються квантові ями типу 3. Вони утворюються звичайними безщільними напівпровідниками. Проте це дуже рідкий випадок.

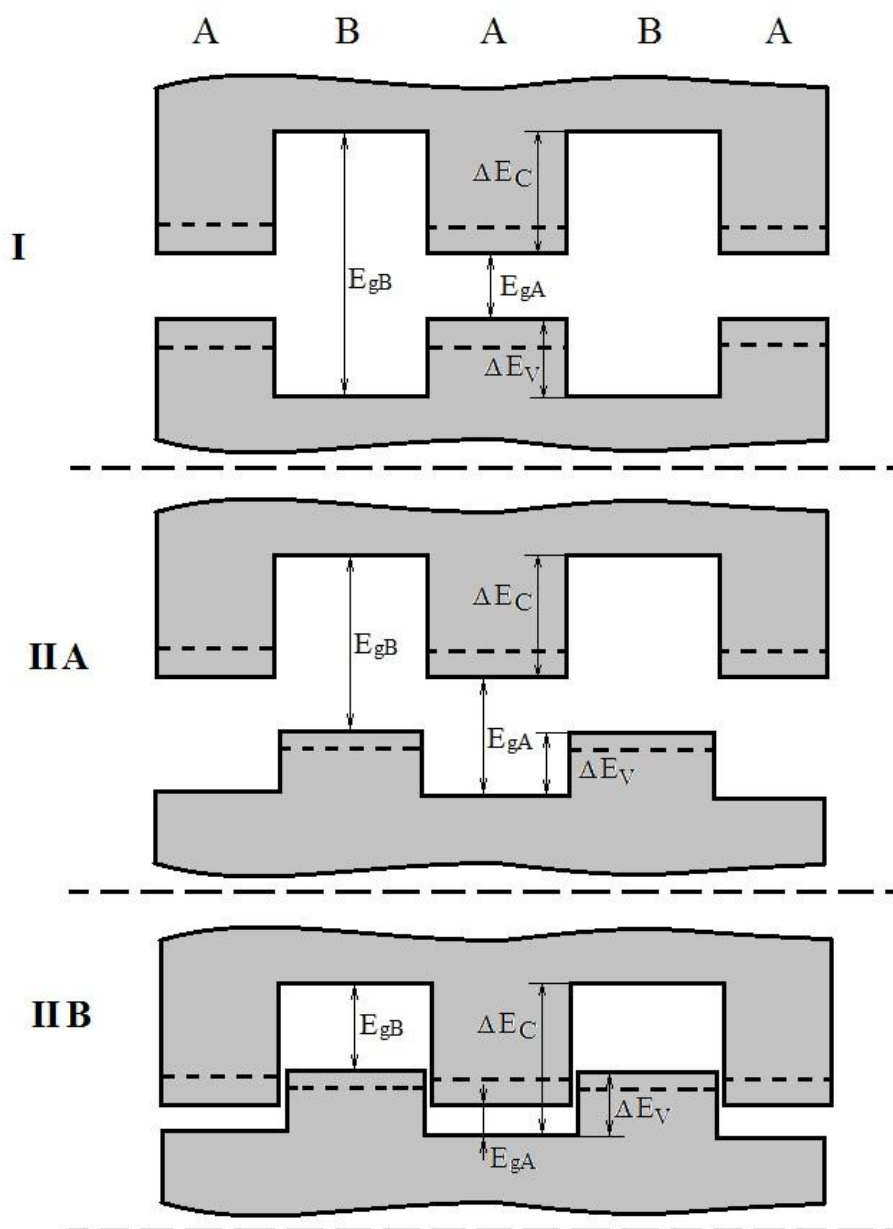


Рисунок 2.4 – Розташування енергетичних зон в квантових ямах, які утворені вузькозонним матеріалом А і широкозонним матеріалом В

Квантові ями є одним з найбільш важливих елементів більшості наноелектронних і оптоелектронних приладів.

## 2.5 Утворення модуляційно-легованих квантових структур

Традиційний шлях створення в напівпровідниках областей з потрібним типом основних носіїв заряду (електронів або дірок) – це легування цих областей донорними або акцепторними домішками. Коли при температурі вище абсолютного нуля електрони або дірки покидають домішкові атоми, вони залишають їх в іонізованому стані. При цьому в міру збільшення концентрації основних зарядів їх рухливість знижується за рахунок розсі-



ювання на іонізованих домішках в результаті кулонівської взаємодії з ними. Тому необхідність досягнення великої концентрації рухливих носіїв вступає в протидію з можливістю забезпечити їх високу рухливість. Між тим високочастотні напівпровідникові прилади потребують більших концентрацій носіїв заряду з максимально можливою рухливістю. Ця проблема вирішується в модуляційно-легованих структурах, в яких область напівпровідника, де генеруються носії заряду, і область, де здійснюється їх перенесення, просторово розділені. Для цього використовуються гетероструктури, які утворені напівпровідниками з різною шириною забороненої зони. Електронні процеси в модуляційно-легованій структурі ілюструють енергетичні діаграми, що подані на рис. 2.5.

В модуляційно-легованій структурі донорна домішка вводиться в напівпровідник з великою шириною забороненої зони. Структура зберігає свою електричну нейтральність до того часу, коли електрони знаходяться у своїх донорних атомах. Як тільки електрони покидають донорні атоми внаслідок теплової активації при  $T > 0K$ , вони пересікають границю поділу і переходять у сусідню область з більш низькою потенціальною енергією. Там електрони гублять свою енергію і залишаються захопленими в приграничній області, оскільки не мають можливості подолати потенціальний бар'єр  $\Delta E_C$  і повернутися назад. Ці електрони залишаються просторово віддаленими від сильно легованої донорної області напівпровідника, звідки вони поступили. Електрони, які скотилися у потенціальну яму, індукують електростатичний потенціал, який (поряд з притяганням позитивними іонами домішок) "притискує" їх до границі між матеріалом А і В. Внаслідок цього біля границі гетеропереходу для електронів утворюється квантова яма з приблизно трикутним просторовим профілем розподілу потенціалу. Ширина цієї ями має порядок декілька нанометрів. В ній енергетичні рівні для поперекового (уздовж осі  $x$ ) руху електронів є квантованими, як і в прямокутних квантових ямах. При цьому заняті лише нижні енергетичні рівні. Проте електрони на цих рівнях зберігають можливість для руху в двох інших напрямках, тобто в площині паралельній площині гетеропереходу. Кожний такий рівень являє собою дно однієї із двовимірних підзон розмірного квантування. Так, в слаболегованому вузькозонному напівпровіднику біля границі гетеропереходу утворюється двовимірний електронний газ (2DEG). Електрони в ньому заповнюють делокалізовані у двох напрямках стани. Для формування двовимірного електронного газу цілком досить одного локалізованого в поперековому напрямку рівня.

Гетероструктура виготовлена як надгратка з  $n - GaAlAs$  (матеріал з великою забороненою зоною) і нелегованого  $GaAs$ , що являє класичний приклад модуляційно-легованої структури. Рухливість електронів в ній вища на декілька порядків і при низьких температурах досягає  $2 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , що є рекордом для  $GaAs$ . Між тим концентрація електронів у двовимірному електронному газі залишається не дуже високою – менше, ніж  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

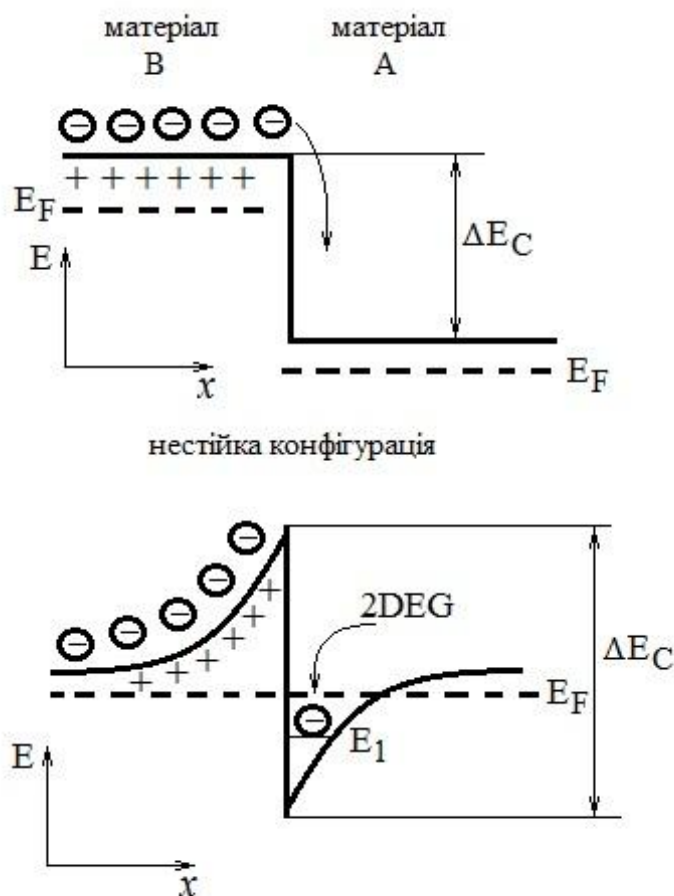


Рисунок 2.5 – Зони провідності в околі гетеропереходу, який утворено з напівпровідника А з малою шириною забороненої зони з напівпровідником В з великою шириною забороненої зони

Модуляційне легування дає дві важливі переваги. По-перше, електрони виявляються віддаленими від донорних атомів, що ослаблює їх розсіювання іонізованими домішками. По-друге, біля границі гетеропереходу утворюється двовимірний електронний газ.

## 2.6 Утворення дельта-легованих квантових структур

Напівпровідникову структуру з суттєво нерівномірним профілем розподілу домішок, який характеризується локалізацією домішкових атомів в дуже тонкому внутрішньому шарі (в ідеалі – в межі одного моношара), називають дельта-легованою ( $\delta$ -легованою) структурою. Енергетична діаграма такої структури подано на рис. 2.6. Носії заряду в сильно легованій області пов'язані кулонівською взаємодією з їх домішковими атомами. Електричне поле іонізованих домішкових атомів екранується полем вільних носіїв заряду. Для рухливих носіїв утворюється  $V$ -подібна квантова яма з просторовим розподілом потенціалу [1, 2]

$$U(x) = \frac{mq^4}{\varepsilon^2 \hbar^2} \left[ \left( \frac{15\pi^3}{8\sqrt{2}} N_i^2 a_B^* \right)^{-\frac{1}{10}} + \sqrt{\frac{2\sqrt{2}}{15\pi}} \cdot \frac{x}{a_B^*} \right]^{-4}, \quad (2.9)$$

де  $q$  – заряд електрона;  $\varepsilon$  – діелектрична проникність матеріалу;  $N_i$  – шарова концентрація домішок;  $a_B^* = \varepsilon \hbar^2 / mq^2$  – ефективний борівський радіус.

Енергетичні стани в ямі квантуються відповідно до ефекту квантового обмеження, що приводить до утворення двовимірних підзон, які заповнюються електронами аж до високих концентрацій. Одним з прикладів дельта-легованих структур є структура, яка містить моноатомний шар кремнію, який нанесено на монокристал *GaAs* і потім покрито епітаксійним шаром *GaAs*. Донорні атоми *Si*, хоча і перерозподіляються внаслідок дифузії, залишаються в околі вихідного моноатомного шару. Область квантового обмеження для електронів складає 10 нм. Шарова концентрація електронів в утвореному двовимірному електронному газі досягає високих значень до  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ , проте ціною зменшення їх рухливості.

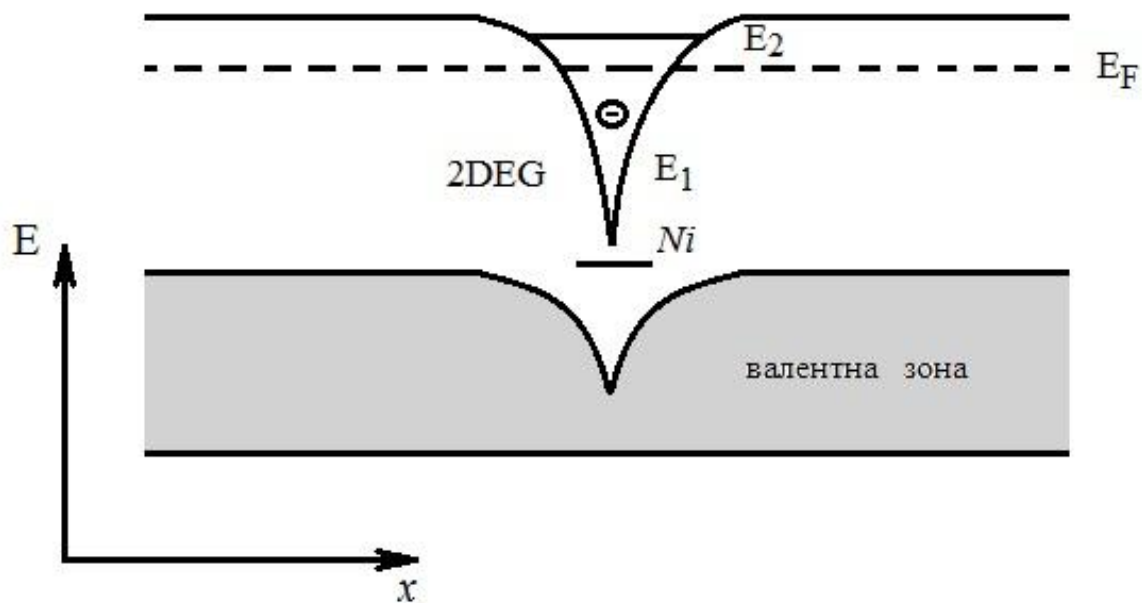


Рисунок 2.6 – Енергетична діаграма дельта-легованої структури

Структури складені з періодично розташованих дельта-легованих шарів з n-типом і р-типом провідності в матеріалі з власною провідністю ( $i$ ), відомі як n-i-p-i- структури. Коли концентрація донорів в n-шарі дорівнює концентрації акцепторів в р-шарі, вільні носії заряду не мають можливості рухатися в рівноважних умовах. Нерівноважні носії заряду, які генеруються, наприклад світлом, виявляються розділеними внутрішнім електричним полем. Їх заряд змінює енергетичну зонну діаграму точно таким чином, як це відбувається у випадку рівноважних носіїв заряду. Такий же ефект досягається за рахунок прикладення зовнішнього зміщення до n- і р-шарів.

Все це дає можливість ефективно керувати енергетичною діаграмою структури, що важливо для практичних застосувань.

Структури з квантовим обмеженням за рахунок зовнішнього електричного поля. Електричне зміщення напівпровідникових структур зовнішнім потенціалом, що прикладене через металевий затвор, широко використовується для керування потенціальними бар'єрами на границях метал-діелектрик-метал і напівпровідник-діелектрик. Відповідний вибір полярності зовнішнього потенціалу дозволяє формувати в напівпровіднику області, які збагачені або збіднені носіями заряду поблизу цих границь. Розмір таких областей суттєво залежить від величини прикладеної напруги. Електрони або дірки можуть в них випробовувати квантове обмеження. Ці структури по суті є електростатично індукованими нанорозмірними структурами. Приклади таких структур розглянемо нижче.

## 2.7 Структури метал-діелектрик-напівпровідник

Рух електронів в одному напрямку легко обмежити в звичайних структурах метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) польового транзистора, як показано на рис. 2.7. Для цих цілей краще підходить кремнієвий польовий транзистор. В МДН-структурі монокристалічна кремнієва підкладка з р-типом провідності, шар  $SiO_2$  на ній, і верхній металевий електрод, який має назву затвора, утворюють паралельні обкладки конденсатора. Позитивне зміщення, яке прикладене до затвора, що віддалений від напівпровідника діелектричним шаром, притягає електрони, збіднюючи таким чином приграничний шар напівпровідника дірками. В міру зростання зовнішньої прикладеної напруги утворюється тонкий інверсійний шар, збагачений електронами, що приводить до викривлення енергетичних зон в області напівпровідника, яка граничить з діелектриком [1–5].

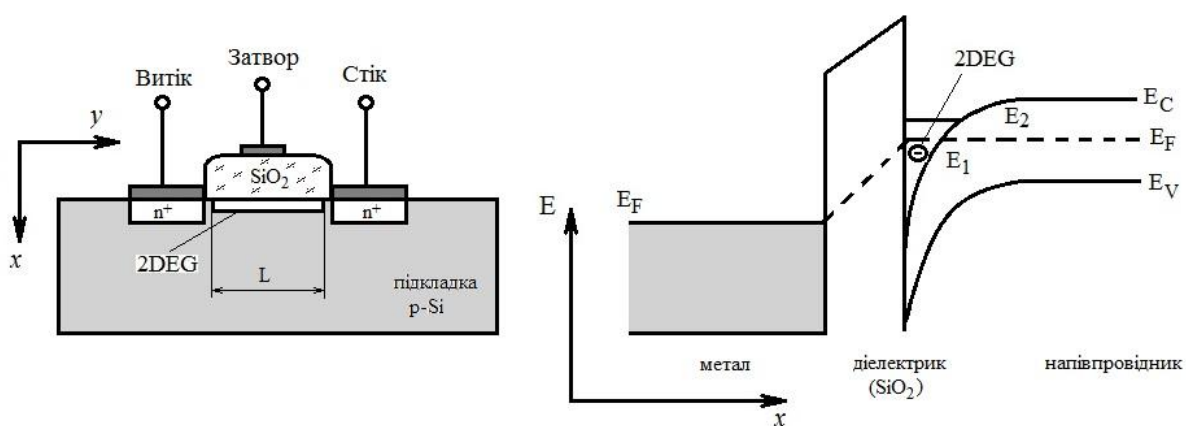


Рисунок 2.7 – Структура польового транзистора метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) і його енергетична діаграма, яка показує утворення в ньому двовимірного електронного газу

Інверсійний шар відіграє роль квантової ями для електронів. Потенціальні стінки цієї ями утворені з однієї сторони границею діелектрик-

напівпровідник, а з другої – електричним полем, яке притискує електрони до цієї границі. Оскільки загальний індукований заряд визначається величиною напруги на затворі, то кількість електронів у двовимірному газі легко регулюється зовнішньою прикладеною напругою. В кремнію шарова концентрація електронів досягає  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ , а їх рухливість складає  $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^2/\text{Вс}$ .

Слід підкреслити дві важливі особливості двовимірного електронного газу, який формується в МДН-структурах польового транзистора. По-перше, ширина квантової ями в таких структурах залежить від величини прикладеної напруги, тому внаслідок цього енергетичний зазор між квантовими рівнями в ямі визначається цією ж напругою. По-друге, тільки один тип носіїв заряду може бути під впливом ефекту квантового обмеження. В розглянутому випадку це були електрони. Для другого типу носіїв заряду потенціальний бар'єр відсутній і їх енергетичний спектр залишається незмінним.

## 2.8 Структури з розщепленим затвором

Електростатичний підхід використовують також для того, щоб "вирізати" квантові проводи і квантові точки з двовимірного електронного газу, який утворюється, наприклад, при модуляційному легуванні і дельта-легуванні. Для цього використовують структури з "розщепленим" електродом – затвором. Принцип їх дії схематично показано на рис.2.8.

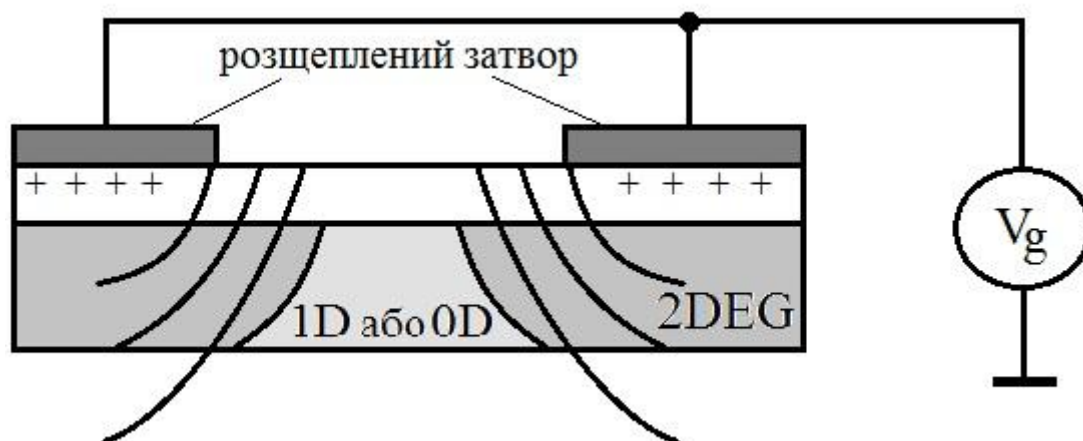


Рисунок 2.8 – Структура із розщепленим затвором, який забезпечує формування одновимірних або двовимірних елементів у захованому шарі двовимірного електронного газу

Металеві електроди затвора наносять на поверхню напівпровідника із захованим шаром двовимірного електронного газу. При подачі на них зовнішнього від'ємного зміщення область напівпровідника, яка знаходиться під ними, збіднюється електронами внаслідок ефекту Шоттки. Вільні елек-

трони залишаються лише у вузькій області, яка не піддається впливу електричного поля під затвором. Збільшення зворотної напруги приводить до розширення збідненої електронами області в околі розщеплених електродів, що дає можливість управляти геометрією індукованою таким чином низькорозмірної структури в одному і тому ж приладі. Конструюючи розщеплені електроди відповідним чином, можна сформувати одновимірні (смужковими електродами) або нульвимірні (кільцеві електроди) структури. Застосування розщеплених електродів найбільш ефективно в модуляційно-легованих зразках. Це пов'язано з тим, що для збіднення областей, які мають високу шарову концентрацію електронів (більше, ніж  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ ), необхідно прикладати напруги, які перевищують напругу пробою бар'єра Шотткі на границі метал-напівпровідник.

### Контрольні питання

1. Дайте визначення поняття вільної поверхні твердого тіла.
2. Якими факторами визначаються поверхневі властивості кристалів?
3. Поясніть суть реконструкції поверхневого шару кристала.
4. При яких умовах міжфазна границя у напівпровідниках має найбільш керовані характеристики?
5. Дайте пояснення, що розуміють під псевдоморфними надгратками.
6. Як залежить напруження в плівці із збільшенням товщини, які процеси при цьому відбуваються?
7. Які методи використовуються для теоретичного моделювання і опису атомних конфігурацій нанорозмірних структур?
8. Поясніть суть методу молекулярної динаміки пошуку оптимальної атомної конфігурації квантових структур.
9. В чому полягає суть методу молекулярної механіки при моделюванні атомної конфігурації квантових структур?
10. Які існують методи для подолання обмежень на розмір квантової структури, що моделюється?
11. В чому полягають переваги процедури динамічної релаксації відносно статичної релаксації при моделюванні квантових структур методом молекулярної механіки?
12. Як створюється квантова яма для рухливих носіїв заряду у наноструктурах?
13. Наведіть приклади наноструктур з квантовими ямами.
14. Поясніть правило Андерсона щодо двох матеріалів, які утворили гетероперехід.
15. Нарисуйте енергетичні зони на границі гетеропереходу відповідно до правила Андерсона.
16. Як впливає розташування енергетичних зон у квантових ямах, які утворені вузькозонним і широкозонним матеріалом, на їх електронні властивості, тобто локалізацію і квантове обмеження?

17. Поясніть фізичний механізм локалізації електронів у трикутній квантовій ямі у молекулярно-легованих квантових структурах.
18. Які переваги дає модуляційне легування квантових гетероструктур?
19. Дайте визначення дельта-легованої квантової структури, нарисуйте енергетичну діаграму і поясніть принцип роботи.
20. Як відбувається керування енергетичною діаграмою в  $n-i-p-i$  дельта-легованих структурах?
21. Поясніть яким чином утворюється двовимірний електронний газ в структурах метал-діелектрик-напівпровідник.
22. Для яких цілей використовуються структури з розщепленим електродом-затвором?
23. Поясніть принцип роботи квантових структур з розщепленим електродом.

### Література

1. Борисенко В. Е. Физические основы нанoeлектроники / Борисенко В. Е. Часть 1. – Мн.: БГУИР, 2001. – 48 с.
2. Мартинес-Дуарт Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоeлектроники / Мартинес-Дуарт Дж. М., Мартин-Палма Р. Дж., Атулло-Руеда Ф. – М.: Техносфера, 2007. – 368 с.
3. Ткалич В. Л. Физические основы нанoeлектроники / Ткалич В. Л., Макеева А. В., Оборина Е. Е. – СПб.: СПбГУ НТМО, 2011. – 83 с.
4. Нанoeлектроніка. За ред. З. Ю. Готри. – Львів: Ліга-прес, 2009. – 342 с.
5. Щука А. А. Нанoeлектроника / Щука А. А. – М.: Физматкнига, 2007. – 464 с.

### **3 ІНСТРУМЕНТИ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ НАНОСТРУКТУР**

Одним з головних факторів, який ініціював революцію у наноауці, стало удосконалення старих і створення нових інструментальних засобів для визначення параметрів наноструктур. До таких нових інструментальних засобів відносяться так звані скануючі зонди. Усі типи скануючих зондів ґрунтуються на ідеї, яка була запропонована вченими фірми ІВМ у 1980-х роках. Ідея дуже проста: якщо провести пальцем по поверхні, то легко відрізнити стан поверхні, наприклад, гладеньку поверхню золотого кільця легко відрізнити від поверхні кори дерева. Дана ідея покладена в основу роботи скануючого мікроскопа, який є одним з розповсюджених скануючих зондів.

При вимірюванні за допомогою скануючого зонда він ковзає по поверхні так само, як це роблять пальці. Зонд має наноскопічний розмір, який складає всього один атом. При русі зонд може вимірювати декілька різних властивостей, кожна з яких відповідає певному вимірюванню. Наприклад, в атомному мікроскопі електроніка використовується для вимірювання сили, яка діє через вістря зонда при його русі уздовж поверхні.

У тунельному мікроскопі вимірюється величина електричного струму, який проходить між скануючим зондом і поверхнею. Тунельна мікроскопія – це, по суті, перший розроблений метод зондового сканування, за відкриття якого Герд Бінніг і Генріх Рорер отримали Нобелівську премію у 1985 році [1].

#### **3.1 Методи дослідження наноструктур**

Методи дослідження наноструктур направлені, у першу чергу, на визначення розміру і структури наночастинок, встановлення впливу квантово-розмірних ефектів на властивості наноматеріалів.

На теперішній час існує багато різноманітних методів діагностики, методик дослідження фізико-хімічних характеристик твердотільних наноструктур. Для цих цілей широко використовується рентгенівська спектроскопія і дифракція, оже-спектроскопія, нейтронографія, магніто-ядерний резонанс та інші. Значний прорив у дослідженні мікроскопічного стану речовини пов'язаний з винаходом скануючих зондів. Одним з прикладів скануючого зонда є тунельний мікроскоп (СТМ). Принцип роботи СТМ оснований на тунелюванні електронів через вакуумний бар'єр (рис. 3.1) [2-6].

Робочим органом СТМ-зондом – слугує струмопровідна металева голка. Зонд підводиться до досліджуваної поверхні на близьку відстань, приблизно 0,5 нм, і після подачі на зонд постійної напруги, між ними виникає тунельний струм. Величина струму експоненціально залежить від відстані між зондом і зразком.



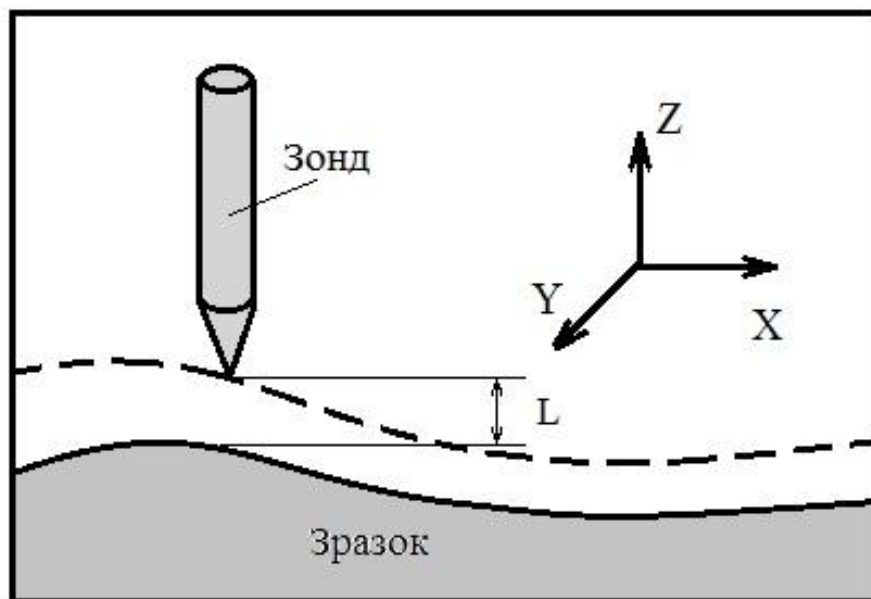


Рисунок 3.1 – Принцип роботи скануючого тунельного мікроскопа

Це означає, що при зростанні відстані лише на 0,1 нм тунельний струм зменшується майже в 10 разів. Саме це і забезпечує високу роздільну здатність мікроскопа, оскільки незначні зміни рельєфу поверхні викликають суттєву зміну тунельного струму. При підтримці постійними відстані та струму за допомогою слідкуючої системи зонд сканує поверхню, пересуваючись над нею по осях  $X$  і  $Y$ , при цьому зонд знижується або піднімається в залежності від її рельєфу. Інформація про це переміщення контролюється комп'ютером і програмно візуалізується, для того щоб дослідник міг побачити на екрані об'єкт з потрібним розділенням. Існує два типи конструкцій скануючого тунельного мікроскопа в залежності від режиму сканування зразка. У режимі постійної висоти вістря голки, що переміщується в горизонтальній площині над зразком, змінює струм тунелювання (рис. 3.2,а).

Виходячи з даних про величину струму тунелювання, яка виміряна в кожній точці поверхні, будується образ її рельєфу. В режимі постійного струму в СТМ працює система зворотного зв'язку для підтримки величини струму тунелювання шляхом зміни висоти скануючого пристрою у кожній її точці (рис.3.2,б). Кожний режим має свої переваги і недоліки. Режим постійної висоти більш швидкий, оскільки система не повинна пересувати скануючий пристрій вгору та вниз, проте в цьому випадку не можна отримати корисну інформацію з відносно гладких зразків. В режимі постійного струму можна з високою точністю вивчати складні поверхні, проте він займає більше часу.

Однією з важливих деталей скануючого тунельного мікроскопа є механічний маніпулятор, який повинен забезпечувати переміщення зонда над поверхнею з точністю до тисячної частки нанометра.

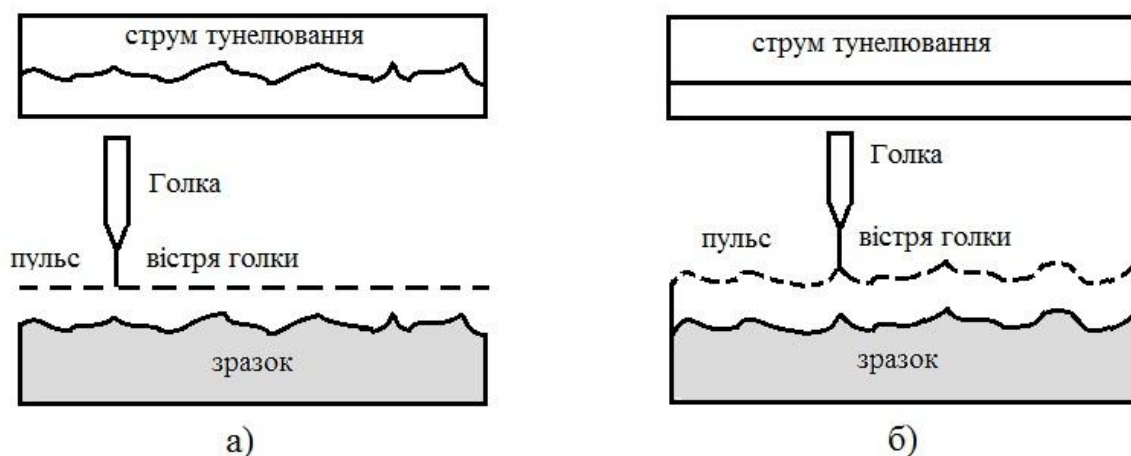


Рисунок 3.2 – Режим роботи скануючого тунельного мікроскопа: а) тунельний струм, який змінюється; б) постійний тунельний струм

У більшості випадків механічний маніпулятор виготовляють з п'єзокерамічного матеріалу. Використання СТМ дозволяє досліджувати окремі атоми і молекули, спостерігаючи процеси перебудови поверхні на атомному рівні. Скануючий тунельний мікроскоп використовується для створення штучних поверхневих структур за допомогою переміщення атомів з вістря на поверхню. Проте СТМ має ряд обмежень. Робота мікроскопа основана на тунельному проходженні струму, тому він може застосовуватися лише для вивчення матеріалів, які добре проводять струм. Для прикладу наведено низькорозмірну ванадій-оксидну структуру на поверхні пірографіту, яка отримана за допомогою скануючого тунельного мікроскопа (рис. 3.3).

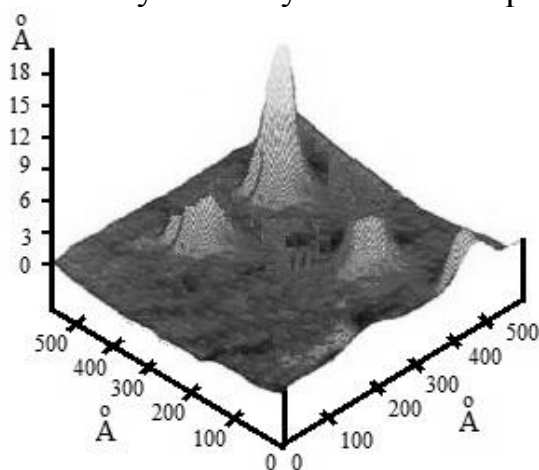


Рисунок 3.3 – Зображення низькорозмірної ванадій-оксидної структури на поверхні пірографіту за допомогою тунельного скануючого мікроскопа

### 3.2 Атомно-силовий мікроскоп

Наступним більш досконалим пристроєм для вивчення наноструктур було створення у 1986 році в лабораторії ІВМ атомно-силового мікроскопа (АСМ) [1]. Цей мікроскоп теж дозволяє вивчати поверхні з атомною точні-

стю, проте він не потребує електропровідних досліджуваних матеріалів. На теперішній час він викликає найбільший інтерес для дослідників наноструктур.

Принцип дії атомно-силового і тунельного мікроскопа практично однаковий, але на відміну від тунельного, атомно-силовий мікроскоп працює при використанні міжатомних зв'язків. На малих відстанях (0,1 нм) між атомами двох тіл діють сили відштовхування (рис. 3.4,а), а на більших відстанях – сили притягання (рис.3.4,б). Ці сили урівноважуються на відстані біля 0,2 нм.

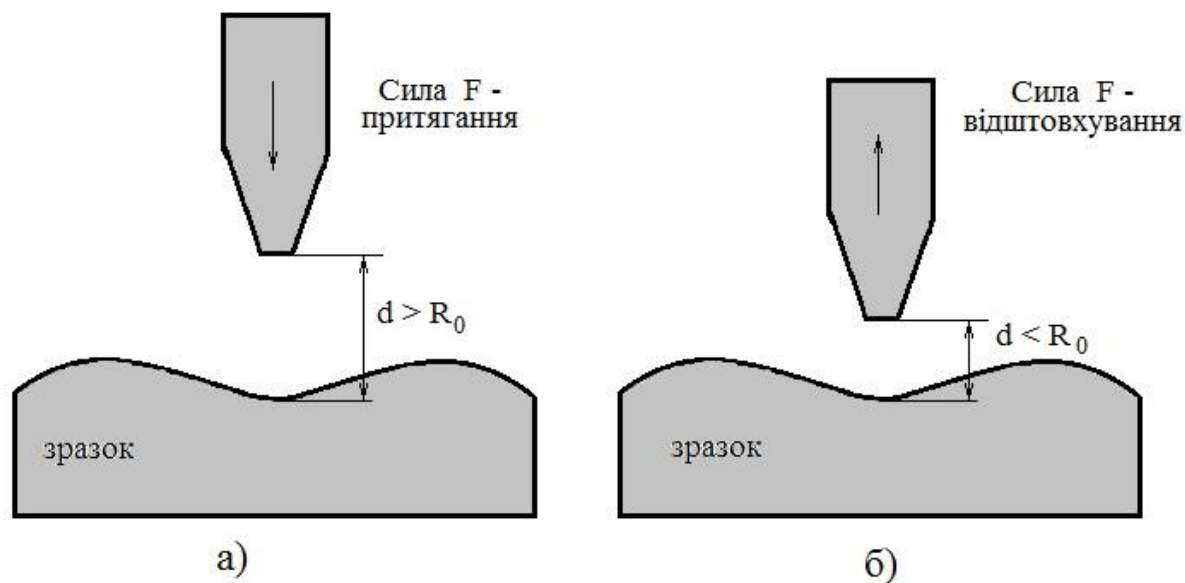


Рисунок 3.4 – Принцип дії атомно-силового мікроскопа: а) притягання; б) відштовхування

В скануючому атомно-силовому мікроскопі такими тілами слугують досліджувана поверхня і вістря, яке над нею ковзає. Зондом є алмазне вістря. При зміні сили  $F$ , яка діє між поверхнею і вістрям, пружинка на якій воно закріплено, відхиляється. Це відхилення реєструється датчиком. Величина відхилення пружного елемента (пружинки) передає інформацію про рельєф поверхні. В атомно-силовому мікроскопі, як і в СТМ, сканування поверхні може відбуватися двома шляхами: сканування кантилевером (держач зонда) і сканування підкладкою. Оскільки АСМ не потребує, щоб зразки були провідними, то він дозволяє досліджувати властивості провідників та ізоляторів, молекул ДНК та інших м'яких матеріалів. В подальшому розвитку зондової мікроскопії показано, що викладений принцип може бути реалізовано для будь-якої взаємодії зонда з поверхнею. Це привело до створення цілого ряду різних мікроскопів, які мають загальну назву зондових мікроскопів (СЗМ).

На теперішній день відомі такі їх різновиди: тунельні зонди, атомно-силові, оптичні зонди ближнього поля, магнітні силові зонди, електростатичні силові зонди та інші.

Кожна конструкція скануючого мікроскопа має свої особливості. Проте загальна схема залишається більш-менш однаковою. У склад СЗМ входить комп'ютер, який керує роботою електромеханічної системи мікроскопа, приймає і записує дані, які реєструються зондом, і на їх основі будує СЗМ-зображення. Окрім того, спеціальне програмне забезпечення дозволяє досліднику як завгодно маніпулювати отриманим зображенням (масштабувати, повертати, будувати перерізи), для того щоб проаналізувати досліджувану картину поверхні. На теперішній день СЗМ є основним інструментом досліджень наноматеріалів. Завдяки значним удосконаленням, вони дозволяють вивчати не лише топологію (геометричні особливості) досліджуваних об'єктів, але і значну кількість інших характеристик: магнітні та електричні властивості, твердість, однорідність складу та інші, при тому це все робиться з нанометровим дозволом. Окрім визначення різних параметрів, сучасні СЗМ дозволяють маніпулювати нанооб'єктами, забезпечувати захоплення окремих атомів і переносити їх у нову позицію, проводити атомарне складення провідників шириною в один атом, створюючи поверхням різних предметів нові потрібні якості. Як приклад на рис. 3.5 наведено будівництво "квантового загону", яким є коло радіусом 7,1 нм, що складається з 48 атомів заліза на поверхні міді.

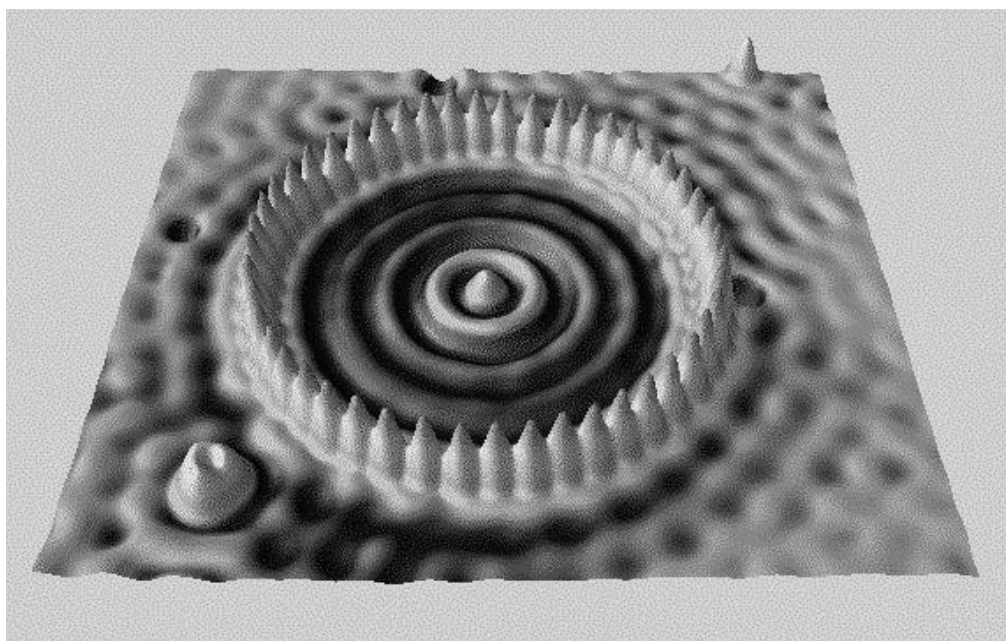


Рисунок 3.5 – СЗМ-зображення "квантового загону" з 48 атомів Fe, адсорбованих на поверхні міді [6]

"Квантовий загін" діє як двовимірний яма циліндричної форми для електронів поверхні. Хвилі у вигляді кола, що видно на СЗМ-зображенні, являють собою стоячі хвилі, існування яких завбачає розв'язок рівняння Шредінгера для таких граничних умов. Проте слід відзначити, що для формування такої відносно простої структури, потребуються години кропіткої роботи оператора СЗМ. Цей метод зовсім не підходить для промисло-

вого виробництва інтегральних схем, де кількість елементів рахується мільйонами і більше.

### **Контрольні питання**

1. Поясніть принцип роботи тунельного скануючого мікроскопа.
2. Як працює тунельний скануючий мікроскоп у режимі постійного струму?
3. Яку функцію виконує механічний маніпулятор тунельного мікроскопа і з якого матеріалу він зроблений?
4. Які обмеження має тунельний скануючий мікроскоп?
5. Поясніть принцип дії атомно-силового мікроскопа.
6. Які переваги має атомно-силовий мікроскоп перед тунельним скануючим мікроскопом?
7. Розкажіть які існують інші типи скануючих зондових мікроскопів?
8. Які характеристики можна вивчати на основі скануючих зондових мікроскопів?

### **Література**

1. Биниг Г. Сканирующая туннельная микроскопия – от рождения к юности. Нобелевские лекции по физике / Г. Биниг, Г. Рорер. УФН, – Т. 154. Вып.2, 1988.– С. 261-278.
2. Азаренков Н. А. Основы нанотехнологий и наноматериалов / Азаренков Н. А., Веревкин А. А., Ковтун Г. П.– Харьков: ХНУ им. В. Н. Каразина, 2009. – 69 с.
3. Пул Ч. Нанотехнологии / Ч. Пул, Ф. Оуэнс. Под ред. Ю. И. Головина. – М.: Техносфера, 2006. – 336 с.
4. Гусев А. И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии / Гусев А. И.– М.: Физматлит, 2005. – 416 с.
5. Суздаев И. П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров и наноматериалов / Суздаев И. П. – М.: Комкнига, 2006. – 592 с.

## 4 МАТЕРІАЛИ НАНОЕЛЕКТРОНІКИ

Для розуміння наноматеріалів потрібно у першу чергу знати їх атомарну структуру, тобто визначити типи атомів, які є будівельними блоками, та їх взаємне розташування. Більшість наноструктур мають кристалічний характер. Це означає, що тисячі атомів, з яких вони складаються, впорядковані у систему, яка має назву кристалічної ґратки. Ґратку можна описати, якщо задати положення атомів в елементарній комірці, оскільки всю ґратку можна побудувати шляхом багатократного повторення цієї елементарної комірки.

### 4.1 Фулерени

Відкриття нової форми вуглецю – величезних молекул, які отримали назву фулерени, викликало значний науковий і практичний інтерес протягом останніх років. Великий інтерес до фулеренів обумовлено не тільки отриманням фундаментальних знань про речовину, але і можливостями їх практичного використання. На теперішній час поняття фулерени застосовується до широкого класу багатоатомних молекул із загальною формулою  $C_n$ , де  $n$ -парне число, які мають форму замкнутого порожнистого багатогранника. Фулерени є четвертою алотропною формою вуглецю. Перші три – алмаз, графіт, карбін. Найбільш відомі фулерени –  $C_{60}$  і  $C_{70}$ . При дослідженні фулеренів було синтезовано та досліджено інші молекули фулеренів, які мають різну кількість атомів вуглецю – від 36 до 570 і більше [1-5]. Молекула  $C_{60}$  має найкращу симетричну форму з усіх відомих до теперішнього часу. Вона складається з 60 атомів вуглецю, які розташовані на сферичній поверхні з діаметром приблизно 1 нм (рис. 4.1).

З рис. 4.1 видно, що атоми вуглецю розташовані на поверхні сфери у вершинах п'ятикутників (пентагонів) і шестикутників (гексагонів). Ця молекула схожа на футбольний м'яч, який має 12 чорних пентагонів та 20 білих гексагонів. В молекулі  $C_{60}$  атом вуглецю зв'язані між собою ковалентними зв'язками. З рис. 4.1 видно, кожен атом вуглецю у молекулі  $C_{60}$  зв'язаний з трьома другими атомами, утворюючи при цьому правильні п'ятикутники, яких є 12, та неправильні шестикутники, яких є 20. Як було сказано вище, молекула  $C_{60}$  має фрагменти з п'ятикутною симетрією (пентагони), що заборонено природою для неорганічних молекул. Фактично молекула фулерена є органічною молекулою, проте сам фулерен являє собою молекулярний кристал, який є зв'язною ланкою між органічною та неорганічною матеріями.

Ідея про можливість існування високосиметричних молекул вуглецю була висунута давно, проте лише у 1985 році вченим Р. Керлу, Р. Смоллі і Г. Крото вдалось синтезувати молекулу  $C_{60}$ . У 1996 році за цей винахід вони отримали Нобелівську премію.

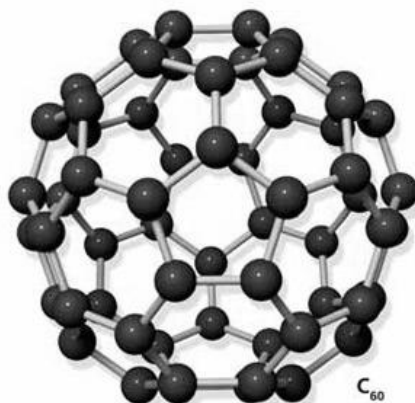


Рисунок 4.1 – Молекула фулерена  $C_{60}$  [2]

Свою назву молекула фулерена отримала від прізвища архітектора Б. Фуллера, який використовував в архітектурі півсфери з пентагонів та гексагонів. У 1990 році групі вчених під керівництвом Д. Хоффмана вдалось синтезувати твердий фулерен у вигляді монокристалів. Процес синтезу кристалічного фулерена відбувається в дуговому розряді з використанням графітових електродів в атмосфері гелію. При цьому формується сажа, яку потім розчиняють у бензолі або толуолі. З цього розчину виділяють молекули  $C_{60}$  і  $C_{70}$  у пропорції 3:1, проте ще залишається біля двох відсотків більш важких фулеренів. На теперішній час фулерени  $C_{60}$  є доступним матеріалом.

При певних умовах молекули  $C_{60}$  вибудовуються у просторі, розташувались у вузлах кристалічної ґратки. Твердофазні структури, які утворені на основі молекул фулерена, отримали назву фулеридів. Кристал фулерида  $C_{60}$  має кубічну структуру з ГКЦ-ґраткою, стала ґратки дорівнює 1,42 нм з щільністю  $1,65 \pm 0,03$  г/см<sup>3</sup>. Речовина стійка на повітрі, не плавиться і не розпадається до 360°C, після чого починає сублимувати. На рис. 4.2 подано кристалічну ґратку  $C_{60}$ .

Молекули  $C_{60}$  у кристалі зв'язані між собою силами Ван-дер-Ваальса. При кімнатній температурі центри молекул утворюють регулярну гранецентровану кубічну (ГКЦ) кристалічну ґратку, при цьому самі молекули вільно обертаються навколо своїх центрів. При зниженні температури до 250-260 К відбувається фазовий перехід першого роду, тобто вільне обертання молекул зупиняється, вони певним чином орієнтуються одна відносно одної і їх центри зміщуються з положень, які відповідають ідеальному кубічному розташуванню. Відбувається зміна кристалічної структури фулерида. При температурах менше 260 К структура має кубічну ґратку.

Елементарна комірка гранецентрованої кубічної ґратки фулерида складається з 8 тетраедричних та 4 октоедричних порожнин, тобто міжвузлів.

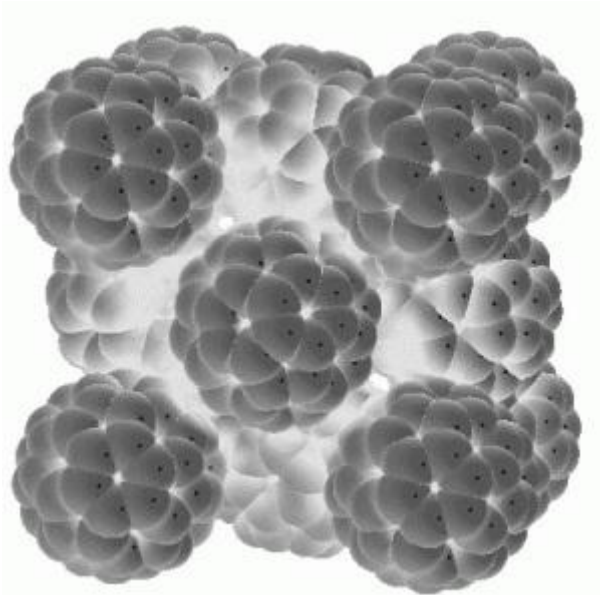


Рисунок 4.2– Кристалічна ґратка  $C_{60}$  [2]

Порожнини займають 26 % елементарної комірки в ГКЦ-структурі фулеріда, тому атоми металів в першу чергу лужних та лужноземельних з малим атомним радіусом легко розташовуються у міжвузлях поміж сферичними молекулами речовини. Октаедричні міжвузля більші за об'ємом тетраедричних, тому атоми металів в першу чергу займають їх. Якщо заповнені лише октаедричні порожнини, то структура повинна відповідати формулі  $M_3C_{60}$ . Подальше зростання атомів металу приводить до перебудови кристалічної структури, при цьому стійкою структурою є  $M_6C_{60}$ . Фулериди з вбудованими атомами металу, такі як  $M_1C_{60}$ ,  $M_3C_{60}$ ,  $M_6C_{60}$ , отримали назву фулеридів. Фулериди фіксуються як стійкі комплекси  $MC_{60}$ , при цьому  $M = Na, K, Cs, Sr, Ba, La, Li$  та інші. Атом метала може бути розташовано як в середині, так і поза нею, а також може бути вбудовано у структуру вуглецевого каркаса. Внаслідок легування фулериди  $C_{60}$  можуть бути напівпровідниками  $n$  і  $p$  типу провідності або мати металічні властивості. Чистий фулерен при кімнатній температурі є ізолятором з величиною забороненої зони більше ніж 2 еВ або власним напівпровідником з дуже низькою провідністю. Фулериди лужних металів, у яких склад  $M_3C_{60}$  ( $M = K, Rb, Cs$ ) мають не лише металічні, але і надпровідні властивості, що є унікальним явищем для тривимірних сполук.

Максимальна температура надпровідного переходу  $T_c$  для фулеридів лужних металів трохи вища 30 К, проте для складної сполуки  $Rb-Ti-C_{60}$  вона перевищує 40 К, однак є думка, що поки не ідентифікований за складом фулерид міді має значення  $T_c$ , яке дорівнює 120 К. Можна констатувати, що металофулерени є високотемпературними надпровідниками. На відміну від складних оксидів міді ці ізотропні надпровідники, тобто параметри надпровідного стану, є однаковими за всіма кристалографічними на-



прямами, що є наслідком високої симетрії кубічної кристалічної ґратки фулерена. Іншою цікавою властивістю легованих фулеренів є їх феромагнетизм. Вперше це явище було досліджено при легуванні фулерена  $C_{60}$  тетрадиметиламіноетілен (ТДАЕ). Фулерид  $C_{60}$  – ТДАЕ виявився м'яким феромагнетиком з температурою Кюрі, яка дорівнювала 16 К. Магнітні властивості виявлено і в другому фулериді, який отримано при легуванні фулерена  $C_{60}$  сумішшю бора та йоду у рівних пропорціях. Слід підкреслити, що ці явища не досить досліджені і чекають свого вирішення.

## 4.2 Вуглецеві нанотрубки

Відкриття фулеренів стимулювало подальші дослідження в цьому напрямку, які привели до відкриття нового класу вуглецевих утворень, так званих вуглецевих нанотрубок. Вуглецеві нанотрубки (ВНТ) являють собою протяжні структури у вигляді порожнього циліндра, які складаються з одного або декількох згорнутих у трубку вуглецевих шарів з гексагональною організацією вуглецевих атомів. Діаметр трубок лежить в діапазоні від одного до декількох десятків нанометрів, а довжина вимірюється десятками мікрон і в міру вдосконалення технології постійно зростає. Такі утворення внаслідок малих поперечних розмірів отримали назву нанотрубок [1, 2, 5]. Кінці нанотрубок мають звуження у вигляді напівсферичної головки, яка може розглядатися як половина молекули фулерена. ВНТ за своєю структурою займають проміжний стан між вуглецем і фулеренами, проте багато їх властивостей не мають нічого спільного ні з вуглецем, ні з фулеренами. Це дозволяє розглядати нанотрубки як самостійний матеріал, який має унікальні властивості фізико-хімічних характеристик.

Вуглецеві нанотрубки були відкриті у 1991 році японським дослідником С. Іджимою при вивченні осаду сажі, яка утворилась при розпилюванні вуглецю в електричній дузі. Існують три основних методи отримання ВНТ: електродугове розпилювання вуглецю, абляція вуглецю за допомогою лазерного опромінення, каталітичного розкладу вуглеводів. Засіб отримання ВНТ електродуговим розпилюванням вуглецю є порівняно простим і тому найбільш розповсюдженим. Схема установки електродугового розпилення вуглецю для отримання нанотрубок подана на рис. 4.3.

При горінні плазми між вуглецевими електродами (1, 2) відбувається випаровування анода (2). При цьому на торцевій поверхні катода (1) утворюється осад, у якому формується ВНТ. Вуглецеві нанотрубки у вуглецевому осаді складають 60 %. Отримання ВНТ різних форм досягається шляхом підбору спеціальної геометрії катодів, легуванням їх елементами-каталізаторами та іншими операціями. Проте механізм росту ВНТ до цього часу не зовсім досліджено.

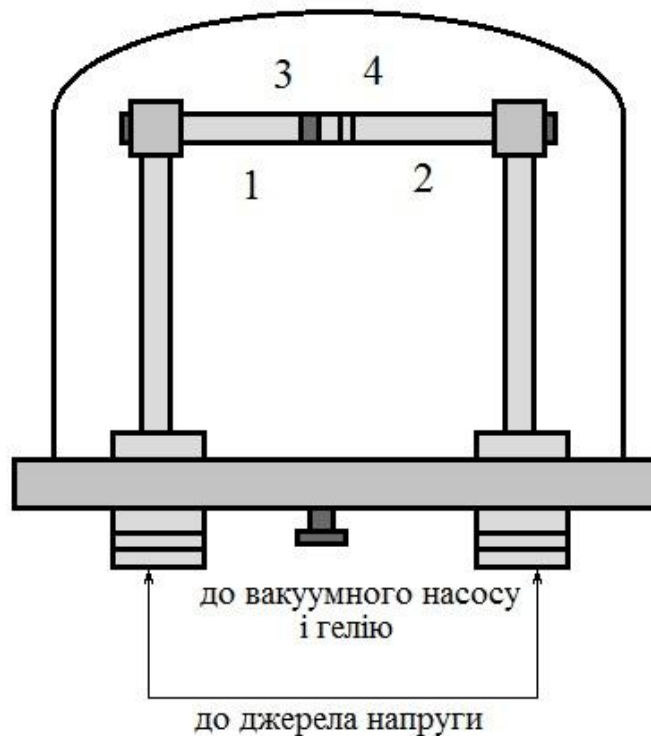


Рисунок 4.3 – Принципова схема установки для отримання вуглецевих нанотрубок електродуговим розпиленням графіта: 1 – катод; 2– анод; 3– шар оксиду; 4 – плазма дуги

За своєю структурою нанотрубки можуть бути одношаровими і багатошаровими. Ідеальна одношарова нанотрубка утворюється шляхом згортання площини вуглецю, яка складається з правильних шестикутників, в циліндричну поверхню. Результат згортання залежить від кута орієнтації вуглецевої товщини відносно осі нанотрубки. Взаємна орієнтація гексагональної сітки вуглецю і повздовжньої осі нанотрубки визначає важливу структурну характеристику нанотрубки, яка отримала назву хіральності. Хіральність характеризується двома цілими числами ( $n$ ,  $m$ ), які визначають взаємне розташування шестикутних сіток. Особливе місце серед одношарових нанотрубок займають кресельні нанотрубки з хіральністю (10,10). Такі нанотрубки мають металевий зв'язок. Багатошарові структури мають велику різноманітність форм як в поперековому, так і в повздовжньому напрямках. Багатошарові нанотрубки можуть мати від декількох до десятків одношарових нанотрубок. Відстань між стінками наближається до міжшарової відстані у вуглецю, що складає 0,34 нм. З цієї причини мінімальний діаметр одношарової трубки складає 0,74 нм, а наступні діаметри ( $d_1$ ,  $d_2$  і т.д.) визначаються величиною мінімального діаметра. Внаслідок цього внутрішній і зовнішній діаметри багатошарової нанотрубки мають відповідно величини 0,7 – 4 нм і 5 – 40 нм.

Для ВНТ встановлено однозначний зв'язок між структурою і провідними властивостями. Це є наслідком залежності електронної структури нано-

трубки від її хіральності, яка являє собою структуру заповнених електронних станів. В залежності від діаметра і хіральності ВНТ можуть бути провідними або напівпровідними. При цьому такі важливі характеристики електронних властивостей напівпровідникової нанотрубки, як ширина забороненої зони, опір, концентрація і рухливість носіїв заряду визначаються їх геометричними параметрами – діаметром і хіральністю, тобто кутом орієнтації вуглецевої поверхні відносно осі трубки. Згідно з оцінюванням вони можуть пропускати щільність струму до  $10^9$  А/см<sup>2</sup>, в той час як мідний провід виходить з ладу при щільності струму  $10^6$  А/см<sup>2</sup>. Однією з причин високої провідності ВНТ є дуже мала кількість дефектів, які викликають розсіювання електронів. На електропровідність нанотрубок впливають механічні деформації, внаслідок чого змінюється ширина забороненої зони, концентрація носіїв заряду, фононний спектр і т. д. Це викликає зміну провідності трубки. Таке явище може бути покладено для створення перетворювачів механічного сигналу в електричний і навпаки. Слід відзначити аномально високі адсорбційні і механічні характеристики вуглецевих нанотрубок.

### 4.3 Нанорозмірні гетероструктури

Напівпровідникові гетероструктури є основою для фундаментальних досліджень фізичних процесів та відкриття нових явищ в нанофізиці, вони також є базою для створення багатьох мікроелектронних виробів. Гетероструктура являє собою контакт двох напівпровідників, які мають різний хімічний склад і фізичні властивості. Головним елементом гетероструктури є гетероперехід, який являє собою контакт двох хімічно різних матеріалів, при якому кристалічна ґратка одного матеріалу без порушень переходить в ґратку другого матеріалу. На гетеропереході відбувається стрибкоподібна зміна властивостей матеріалу: ефективної маси, ширини забороненої зони, положення країв валентної зони і зони провідності, пружних і фононних характеристик. Ці властивості гетероструктур широко використовуються для створення різноманітних приладів мікро- та наноелектроніки [2].

При переході до нанорозмірної шкали стрибки зон на гетеропереходах можна використовувати для обмеження руху носіїв заряду і в цьому випадку визначну роль будуть відігравати розмірні квантові ефекти, тобто буде мати місце розмірне квантування. При зменшенні об'єму будь-якої речовини по одній, двох або трьох координатах до розмірів нанометрового масштабу на гетеропереходах виникають композиції з об'єктів з квантовими ямами, квантовими проводами, квантовими точками. Квантова яма – це об'єкт, в якому рух електронів або дірок обмежений в одному напрямку і носії заряду є двовимірними. Основні фізичні явища у квантових ямах: розмірне квантування електронного спектра, квантовий ефект Холла (цілочисловий і дробовий). Квантовий провід – об'єкт, в якому рух електронів і дірок обмежений у двох напрямках і носії заряду вважаються одновимір-

ними. Основні фізичні явища у квантових проводах: квантування провідності, сильно корельований електронний транспорт. Квантова точка є квазіімпульсною структурою, в якій рух носіїв заряду обмежено у трьох напрямках. Квантова точка має повністю дискретний енергетичний спектр. Квантову точку іноді називають штучним атомом або над атомом. Розміри квантових точок мають порядок декількох нанометрів. Вони мають один або декілька вільних електронів і реалізують граничний випадок розмірного квантування в напівпровідниках, коли модифікація електронних властивостей матеріалів найбільш виражена.

Слід підкреслити, що квантові точки мають більше значення забороненої зони, ніж у макроскопічному матеріалі, при цьому чим менша квантова точка, тим більша ширина забороненої зони ( $E_g$ ). Наприклад, для об'ємного арсеніду галію  $E_g = 1,52$  еВ, для квантової точки з 933 молекул арсеніду галію  $E_g = 2,8$  еВ, а для квантової точки з того ж матеріалу, який складається з 465 молекул  $E_g = 3,2$  еВ.

Гетероструктури, які отримані чергуванням шарів нанометрової товщини, можна розглядати як нові не існуючі у природі напівпровідники з незвичайними властивостями. Їх фундаментальні фізичні властивості суттєвим чином відрізняються від класичних тривимірних структур. У двовимірному електронному газі було відкрито цілочисловий та дробовий ефект Холла. В одновимірних напівпровідниках провідність квантується при відсутності магнітного поля і без врахування електронної взаємодії. Квантові точки дозволяють досліджувати явища, які протікають у звичайних системах на атомному рівні. Повністю дискретний енергетичний спектр квантових точок відкриває можливість створення на їх основі елементів квантових комп'ютерів. Основними засобами отримання гетерофазних наноструктур є молекулярно-променева епітаксія, хімічна зборка, МОС-гібридна технологія. Виділяють чотири групи впорядкованих наноструктур [2]:

1. Наноструктури з періодичною модуляцією твердих розчинів напівпровідників;
2. Періодично фасетовані поверхні;
3. Періодичні структури плоских поверхневих доменів;
4. Впорядковані структури тривимірних островків на підкладці.

На основі нанорозмірних гетероструктур створені резонансні тунельні діоди і транзистори, лазери. Квантові напівпровідникові гетероструктури лежать в основі створення світлодіодів, фотоприймачів і генераторів, пристроїв надщільного запису інформації, наномеханіки.

#### 4.4 Графен

Одним з перспективних наноструктурних матеріалів для наноелектроніки є графен, який був відкритий у 2004 році А. К. Геймом і К. С. Новоселовим, вченими з Манчестерського університету, які народи-

лися і отримали освіту у Російській Федерації. За відкриття графена у 2010 році А. К. Гейм і К. С. Новоселов отримали Нобелівську премію з фізики.

Графен одна з алотропних форм вуглецю, що являє собою моноатомний шар вуглецю з гексагональною структурою. Графен є двовимірним матеріалом, в якому атоми вуглецю з'єднані у вигляді медових сот. Кожний атом вуглецю має трьох найближчих сусідів. Зв'язок між ними здійснюється трьома електронами з  $Sp^2$ -гібридизацією. Шар можна згорнути у трубку, зв'язати у фулерен або зробити шаруватий графіт. Графен не має забороненої зони скінченної ширини, хоча інші матеріали мають ширину забороненої зони 1-2 еВ, при цьому енергія електрона є лінійною функцією його імпульсу у двовимірному шарі, проте вона пропорційна квадрату імпульсу в усіх інших квазидвовимірних матеріалах [1]. Лінійна дисперсійна залежність енергії від імпульсу подібна до закону дисперсії фононів у вільному просторі, яка описується рівнянням Дірака. Це означає, що електрони рухаються з постійною швидкістю, яка дорівнює швидкості світла, поділеного на 300, в незалежності від напрямку їх імпульсу, при цьому ведуть себе подібно фотонам з нульовою масою. Це справедливо і в граничному випадку – у точці Дірака, де щільність станів зникає. Ця особливість графена приводить до існування в ньому цілочислового квантового ефекту Холла. На відміну від двовимірних електронних шарів у напівпровідниках, де носії заряду стають нерухомими за низької щільності станів, рухливість електронів у графені залишається високою, навіть тоді, коли щільність станів дорівнює нулю у точці Дірака. Проте, якщо графен розташована на підкладці із ізолятора (наприклад,  $SiO_2$ ), флуктуації електричного потенціалу впливають на фізичну картину у точці Дірака. Внаслідок цього у графені створюється електронно-діркове "сміття". Провідність визначається рівнем хаосу, на відміну від інших матеріалів, де провідність наближається до нуля із зростанням хаосу. В роботах вчених, які досліджували власні електронні властивості графена поблизу точки Дірака, підвищували графен, щоб уникнути впливу підкладки. Забруднюючі речовини усувались тепловим відпалом. В графені, який було підвищено на золотих або титанових електродах над  $SiO_2$  підкладкою, мінімальна провідність наближалась до мінімального теоретичного значення  $4e^2/h$  при низьких температурах. Перехід між станами з високою і низькою провідністю в залежності від напруги стає дуже різкою функцією, а при щільності станів у точці Дірака зменшується до  $10^{10}$  електронів на  $см^2$ . Рухливість електронів у підвищеному графені складала  $10^5$   $см^2/Вс$ , що на порядок вище, ніж для приладів на підкладці. Ці величини рухливості показують, що рух електронів є балістичним, а прилади на основі графена здатні працювати на високих частотах.

## Контрольні питання

1. Поясніть, що являють собою фулерени і яка будова молекули  $C_{60}$ ?
2. Яка технологія отримання фулеренів?
3. Яку структуру мають кристали фулеридів?
4. При якій температурі відбувається фазовий перехід першого роду для молекул фулерида  $C_{60}$ ?
5. Яка технологія отримання фулеридів?
6. Якими металами легують фулериди для отримання надпровідних характеристик?
7. Поясніть будову вуглецевих нанотрубок.
8. Які технологічні методи використовують для створення вуглецевих нанотрубок?
9. Що розуміють під хіральністю вуглецевих нанотрубок?
10. Чим визначаються провідні і надпровідні характеристики вуглецевих нанотрубок?
11. Яку щільність струму можуть пропускати вуглецеві нанотрубки у порівнянні з мідними проводами?
12. Що являє собою будова нанорозмірної гетероструктури?
13. Які характеристики стрибкоподібно змінюються на квантовому гетеропереході?
14. Хто першим відкрив новий перспективний наноструктурний матеріал, який отримав назву графен?
15. Поясніть будову графена і його високу рухливість.

## Література

1. Свечников Г. С. Нанотрубки и графен – материалы электроники будущего / Г. С. Свечников, А. Н. Морозовская. – Киев: Логос, 2009. – 168 с.
2. Азаренков Н. А. Основы нанотехнологий и наноматериалов / Азаренков Н. А., Веревкин А. А., Ковтун Г. П. ХНУ им. В. Н. Каразина. – Харьков, 2009. – 69 с.
3. Пул Ч. Нанотехнологии / Ч. Пул, Ф. Оуэн. Под ред. Ю. И. Головина. – М.: Техносфера, 2006. – 336 с.
4. Осипьян Ю. А. Фуллерены – новые вещества для современной техники / Ю. А. Осипьян, В. В. Кредер. Материаловедение, № 1, 1997. – С. 2-6.
5. Мастеров В. Ф. Физические свойства фуллеренов / В. Ф. Мастеров. Сорковский образовательный журнал, № 1, 1997. – С. 92-99.

## **5 НАНОТЕХНОЛОГІЯ СТВОРЕННЯ ФУНКЦІОНАЛЬНИХ ЕЛЕМЕНТІВ**

В нанотехнології функціональні елементи та їх комбінації створюються не так, як у мікроелектронній технології, оскільки технологічний ланцюжок використовує присутню молекулам і атомам здатність до утворення певних структур атомарних розмірів. Нанотехнологія синтезує елементи шляхом упорядкованого "складання" конструкцій з атомів, доводячи до мінімуму кількість речовини, яка необхідна для формування елемента із заданими функціями. Щоб володіти технологією виготовлення наноструктур, необхідно оперувати розмірами, які можна порівняти з відстанями між атомами. Це відповідає нанометровому діапазону, що в  $10^3$  разів менше розмірів, що використовує зараз мікроелектроніка. Можливість формувати нанорозмірні структури з'явилась із розвитком традиційних методів виготовлення напівпровідникових приладів і, в першу чергу, таких, як хімічне осадження з газової фази, молекулярно-променева епітаксія і електронно-променева літографія. Окрім того, реальні можливості створення твердотільних наноструктур значно розширено з застосуванням скануючих точкових зондів і саморегулюючих процесів. При цьому нанотехнологічні прийоми постійно вдосконалюються, з'являються нові і більш перспективні методи і технології [1].

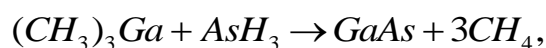
### **5.1 Методи осадження плівок**

Два методи, які с початку були розроблені для технології мікроелектроніки, знайшли застосування у нанотехнології. Це хімічне осадження з газової фази і молекулярно-променева епітаксія [1–3]. Спочатку розглянемо хімічне осадження з газової фази. Цей технологічний процес широко використовується для створення напівпровідникових епітаксійних структур. Він містить орієнтований ріст монокристалічної плівки з матеріалу, який надходить з газової фази на монокристалічну підкладку. Газове середовище містить як пару кристалізованого матеріалу, так і газоподібні реагенти, які здатні в процесі хімічних реакцій на підкладці утворювати необхідний для епітаксійного росту матеріал. Осадження плівок проводиться в проточних камерах, де газоносій, який містить відповідні реагенти, пропускається над нагрітою монокристалічною підкладкою. Хімічний склад, тиск газу і температура підкладки є головними параметрами, які контролюють процес осадження і властивості осаджених плівок. Серед множини методів проведення хімічного осадження з газової фази використання металоорганічних сполук як вихідних газоподібних реагентів дає найкращий результат при створенні досконалих надграток з різкою границею поділу і товщиною до одного моношару. Термін "металоорганіка" відноситься до значної групи сполук, які мають хімічні зв'язки метал-вуглець, а також метал-кисень-вуглець і координаційні зв'язки між металом і органічними мо-

лекулами. На практиці ж при хімічному осадженні плівок з металоорганічних сполук використовуються алкіли металів з метиловою ( $CH_3$ ) і етиловою ( $C_2H_5$ ) групами радикалів. Підходящі для цих цілей сполуки і їх основні властивості подано в таблиці 5.1. Більшість з них – це рідини при кімнатній температурі. Їх вводять в реакційну камеру у потоці газу-носія, попередньо насиченого парами даної сполуки в барботері, де газ-носіє проходить (пробулькує) через рідку металоорганічну сполуку. Осадження може проводитися як при атмосферному, так і при зниженому тиску реагентів у камері.

Установка для хімічного осадження з металоорганічних сполук подана на рис. 5.1 відповідно для осадження  $GaAs$  і гетероструктур  $AlGaAs$ .

Триметилгалій ( $(CH_3)_3Ga$ ) і триметилалюміній ( $(CH_3)_3Al$ ) слугують джерелом металу третьої групи. Елементи п'ятої групи вводяться у формі гідридів, таких як  $AsH_3$ , як це показано на рис. 5.1. Інші широко використовані гідриди подано у таблиці 5.2. Як носій газу використовують водень, щоб попередити неконтрольований піроліз алкілів і гідридів. Хімічні перетворення, які відбуваються на нагрітій поверхні підкладки, можна зобразити реакцією:



яка відбувається при температурі  $650\text{ }^\circ\text{C}$ . Акцепторні домішки, такі як  $Zn$  або  $Cd$  вводяться в реакційну камеру у складі алкілів, а донори, такі як  $Si$ ,  $S$ ,  $Se$  – у складі гідридів. Для осадження плівок напівпровідникових нітридів третьої групи ( $AlN$ ,  $GaN$ ,  $InN$ ) як джерело азоту використовується аміак ( $NH_3$ ).

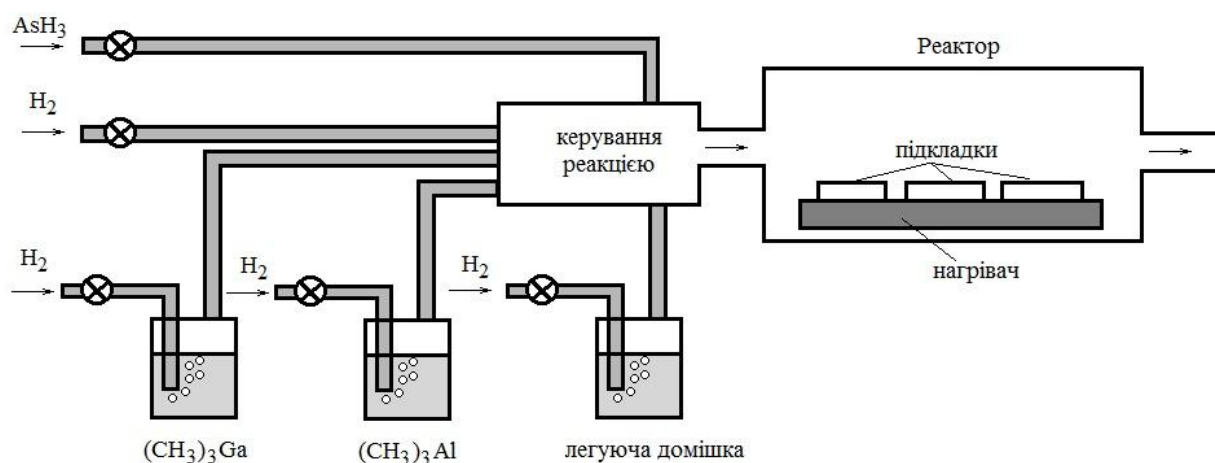


Рисунок 5.1 – Блок-схема установки для хімічного осадження плівок з газової фази



Таблиця 5.1 – Металорганічні сполуки, які використовуються для хімічного осадження плівок напівпровідників і металів з газової фази [1]

Елемент	Хімічна сполука		Стан		Тиск пари <sup>а</sup> $\log P = A - B/T$	
	Формула	Назва	Точка плавлення 0 °С	Точка кипіння 0 °С	А	В
<i>Be</i>	$(C_2H_5)_2Be$	Діетилберилій	твердий стан при 17 °С дисоціює при 85 °С		14,496	5102
<i>Mg</i>	$(C_2H_5)_2Mg$	Діетилмагній	твердий стан при 17 °С дисоціює при 175 °С		9,121	2832
<i>Mg</i>	$(C_5H_4CH_3)_2Mg$	Дитолмагній	-	-	$\log P = 0,2T$ при 20 °С $\log P = 1,8T$ при 70 °С	
<i>Zn</i>	$(CH_3)_2Zn$	Диметилцинк	-29,2	44,0	7,802	1560
<i>Zn</i>	$(C_2H_5)_2Zn$	Діетилцинк	-30,0	117,6	8,280	2109
<i>Cd</i>	$(CH_3)_2Cd$	Диметилкадмій	-4,5	105,5	7,764	1850
<i>Al</i>	$(CH_3)_3Al$	Триметилалюміній	15,4	126,1	8,224	2135
<i>Al</i>	$(C_2H_5)_3Al$	Триетилалюміній	-52,5	185,6	8,9996	2361
<i>Al</i>	<i>iso</i> -( $C_4H_9$ ) <sub>3</sub> <i>Al</i>	Триізобутил алюміній	4,3	-	7,121в	1710
<i>Al</i>	$(CH_3)_2NH_2CH_2Al$	Триметилалюміній	-	-	-	-
<i>Ga</i>	$(CH_3)_3Ga$	Триметилгалій	-15,8	55,7	8,070	1703
<i>Ga</i>	$(C_2H_5)_3Ga$	Триетилгалій	-83,2	142,8	8,224	2222
<i>In</i>	$(CH_3)_3In$	Триметиліндій	88,4	135,8	10,520	3014
<i>In</i>	$(C_2H_5)_3In$	Триетиліндій	-32,0	144,0	8,930	2815

а)  $P$  в тор;  $T$  в К; б)  $\log P = A - B/(T - 73,82)$ ; в)  $\log P = A - B/(T - 73,82)$ .

Для формування різких границь поділу шляхом зміни хімічного складу осаджуваного матеріалу або легуючої домішки необхідно швидко змінювати склад газової суміші в реакційній камері. Для цього об'єми змішувальної камери і самої реакційної камери повинні бути мінімізовані. Зміна складу газової суміші повинна відбуватися без зміни загального потоку газу через реакційну камеру. Найбільш різкі міжфазні границі вдається сформувати з використанням режимів швидкісного нагрівання, коли інтервал підтримки підкладки при необхідній температурі для осадження обмежено 30 – 60 °С. При цьому значно зменшується дифузійний перерозподіл компонентів в околі границь поділу.

Таблиця 5.2 – Гідриди для хімічного осадження напівпровідників з газової фази [1]

Елемент	Сполука		Точка плавлення, °C	Точка Декомпозиції, °C	Температура кипіння, °C
	Формула	Назва			
<i>Si</i>	<i>SiH<sub>4</sub></i>	Силан	-185	-111,9	450
	<i>Si<sub>2</sub>H<sub>6</sub></i>	Дисилан	-132,5	-14,5	-
	<i>Si<sub>3</sub>H<sub>8</sub></i>	Трисилан	-117,4	52,9	-
	<i>Si<sub>4</sub>H<sub>10</sub></i>	Тетрасилан	-108,0	84,3	-
<i>Ge</i>	<i>GeH<sub>4</sub></i>	Герман	-165,0	-88,5	350
	<i>Ge<sub>2</sub>H<sub>6</sub></i>	Дигерман	-109,0	29	215
	<i>Ge<sub>3</sub>H<sub>8</sub></i>	Тригерман	-105,6	110,5	195
<i>P</i>	<i>PH<sub>3</sub></i>	Фосфін	-133,0	-87,8	-
<i>As</i>	<i>AsH<sub>3</sub></i>	Арсин	-116,0	-62,5	-
<i>S</i>	<i>H<sub>2</sub>S</i>	Сірководень	-85,5	-59,6	-
<i>Se</i>	<i>H<sub>2</sub>Se</i>	Селеноводень	-65,7	-41,3	--

Хімічне осадження з газоподібних металоорганічних сполук забезпечує осадження практично усіх бінарних, потрійних і четвертинних напівпровідникових сполук  $A^3B^5$  з високим ступенем їх стехіометричності. Цей метод з успіхом застосовується і для інших напівпровідників, таких як  $A^2B^6$ , а також оксидів. За допомогою цього методу формуються не тільки суцільні епітаксійні плівки, але і квантові проводи і квантові точки. Головною перевагою цього методу є можливість одночасної обробки великої кількості підкладок, що відповідає вимогам масового виробництва. Обмеженням методу є важкоконтрольоване забруднення матеріалу плівок вуглецем, а також необхідність вживати заходи безпеки при роботі з гідридами, які є токсичними і вибухонебезпечними.

## 5.2 Молекулярно-променева епітаксія

Молекулярно-променева епітаксія з'явилась як розвиток методу хімічного осадження плівок у надвисокому вакуумі. Відмітимо, що тиск залишкових газів є нижчим, ніж  $10^{-11}$  тор, а це вже є надвисокий вакуум. Довжина вільного пробігу атомів і молекул в таких умовах досягає десятки метрів. При молекулярно-променевої епітаксії реагенти вводяться в робочу камеру у вигляді молекулярних або атомних потоків. Ці потоки формуються випаровуванням матеріалу всередині замкнутої комірки з дуже малим вихідним отвором. Ця комірка має назву "ефузійна" або комірка Кнудсена. Випарювані всередині неї молекули і атоми, які виходять з отвору малого ді-

метра у надвисокий вакуум, рухаються без співударів, тобто балістично, створюючи таким чином направлені і добре колімовані потоки частинок [1, 3, 6].

Для молекулярно-променевої епітаксії використовують декілька ефузійних комірок – по одній комірці на кожний конгруентно (тобто без порушення стехіометрії) випаровуваний матеріал. Окрім комірок для осаджування самих матеріалів повинні бути також джерела легуючих домішок. Поряд з випаровуванням осаджуваного матеріалу всередині ефузійної комірки, молекулярні потоки можуть формуватися за таким принципом з пару газоподібних сполук. Для цього їх вводять через спеціальні підігрівні сопла. Конструкція типової установки для молекулярно-променевої епітаксії схематично подана на рис. 5.2. Її основними складовими, окрім вже названих ефузійних або газових комірок, є підігрівний підкладкотримач і система моніторингу процесу осадження. Всі ці пристрої розташовані у надвисоковакуумній камері.

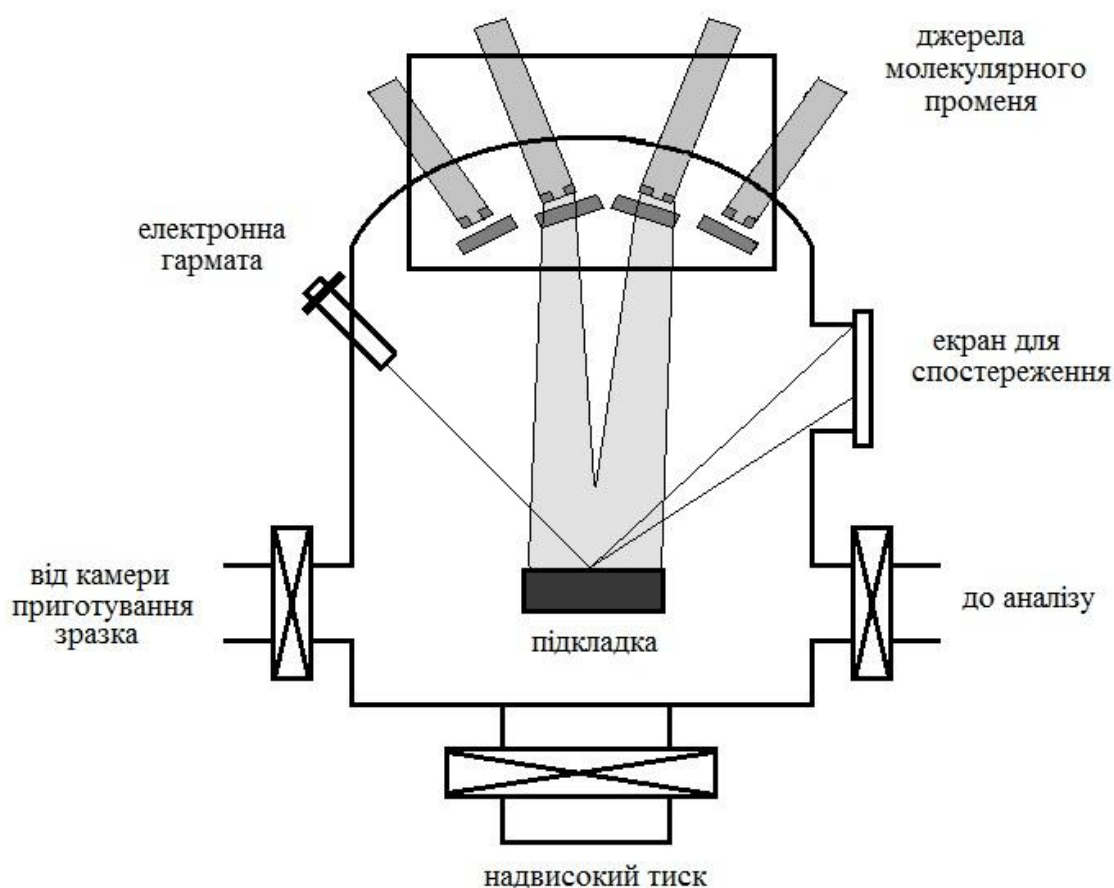


Рисунок 5.2 – Блок-схема установки для молекулярно-променевої епітаксії

Конденсація атомів і молекул у відповідних стехіометричних співвідношеннях на нагрітій підкладці являє собою досить складну задачу. Проте проведення осадження у надвисокому вакуумі дозволяє використовувати сучасні методи іонного і електронного дослідження твердого тіла прямо у процесі осадження або безпосередньо після його завершення. Для цих ці-

лей в систему моніторингу включають: Оже-електронну спектроскопію, дифракцію високоенергетичних електронів, спектроскопію збудженої рентгенівським або ультрафіолетовим випромінюванням фотоемісії, другу іонно-масову спектроскопію. Проведення аналізу осажденої плівки безпосередньо у робочій камері називають *in – situ*, тобто місце, де виготовлено зразок. Для оперативного контролю і керування процесом осаждения звичайно використовують дифракцію відбитих високоенергетичних електронів. Для цього електрони з енергією 10–15 кеВ направляють на підкладку з осажденою плівкою під кутом ковзання. Дифракція відбитих електронів реєструється на екрані, розташованому на протилежному боці від електронної гармати, на стінці камери. Положення та інтенсивність дифракційних максимумів дають інформацію про структуру і товщину поверхневого шару, що використовується для керування процесів осаждения.

Молекулярно-променева епітаксія широко використовується для формування високоякісних надграток. Слід підкреслити, що для цих цілей підходить більш продуктивний метод хімічного осаждения з газової фази металоорганічних сполук. Проте за дефектністю складу неконтрольованих домішок і різкості міжфазних границь, він поступається молекулярно-променевому осаждению. Молекулярно-променева епітаксія, як і у випадку хімічного осаждения з газової фази, забезпечує формування квантових проводів і квантових точок.

### **5.3 Методи виготовлення наноструктур за допомогою скануючих зондів**

Нанотехнологічні підходи, які використовують скануючі зонди, базуються на науковому фундаменті і технічних засобах, які розроблені для скануючої тунельної мікроскопії і атомно-силової мікроскопії. В основі лежить можливість позиціонування з високою точністю атомарно гострого зонду поблизу поверхні зразка [1–6].

Фізичну основу скануючої тунельної мікроскопії складають явища, які визначаються тунелюванням електронів у зазорі між атомарно гострим зондом і поверхнею досліджуваного зразка. Розглянемо ситуацію, коли до поверхні електропровідного зразка підведено металевий зонд, вістря якого має розміри одного атома. При відстані між ними, яка дорівнює міжатомній відстані, тобто 0,1–0,3 нм, хвильові функції електронів, які належать атому зонда і найближчим до нього атомам на поверхні зразка, будуть перекриватися, забезпечуючи таким чином гарні умови для тунелювання електронів через цей зазор. В квазістатичному наближенні імовірність тунелювання електронів в цих умовах  $W$  визначається величиною зазору  $z$  і прикладеною напругою  $U$

$$W \sim \exp\left(-\frac{2}{h} z \sqrt{2mqU}\right), \quad (5.1)$$

де  $h$  – стала Планка;  $m$  – маса електрона;  $q$  – заряд електрона. Тунельний струм в зазорі пропорційний імовірності тунелювання. Він експоненціально залежить від величини зазору, а отже, дуже чутливий до атомно-структурних неоднорідностей на поверхні зразка. За рахунок цього при переміщенні зонда уздовж поверхні змінюється тунельний струм, що дає можливість контролювати рельєф поверхні з атомним дозволом.

Металевий зонд виготовляється з вольфраму, який закріплюється у тримачі, просторове положення якого регулюється трьома п'єзоелементами за допомогою напруги керування, яка подається на них. Зонд підводять до зразка на відстань, яка забезпечує протікання тунельного струму, при цьому п'єзоелементи задають його положення в площині  $xu$  і сканують по поверхні. Система зворотного зв'язку підтримує постійним протікаючий тунельний струм, змінюючи відповідним чином прикладену напругу  $U$ . Залежність  $U(xu)$  відображає атомний рельєф поверхні, якщо її електронні властивості (робота виходу) однорідні. Локальна зміна роботи виходу, характерна для зразків, які складаються із різнорідних за своїми властивостями атомів, враховується за допомогою додаткової малої модуляції зазору між зондом і досліджуваною поверхнею. Таким чином, стає можливим не тільки побачити розташування атомів на поверхні, але і відзначити області різного атомного складу. Вертикальний дозвіл складає 0,01–0,05 нм, горизонтальний – 0,3 нм. Розмір аналізованої поверхні складає сотні нанометрів. Обмеження цього методу, яке було сказано вище, є необхідність гарних електропровідних властивостей у досліджуваного матеріалу, для того щоб забезпечити проходження тунельного струму.

В атомній силовій мікроскопії замість тунельного струму для аналізу поверхні реєструються сили міжатомної взаємодії в зазорі зонд – підкладка. Для визначення цих сил гострий зонд закріплюють на пружній консолі. Відхилення консолі з високою точністю реєструється оптичними (лазерна інтерференція) або електронними (зонд скануючого тунельного мікроскопа) методами. При скануванні зонда уздовж досліджуваної поверхні сигнал відхилення консолі дає інформацію про розподіл атомних і молекулярних сил на поверхні зразка, а отже, про розташування і природу поверхневих атомів.

Атомна силова мікроскопія, на відміну від скануючої тунельної мікроскопії, не чутлива до електронних властивостей підкладки. Тому вона може бути використана для аналізу поверхні як напівпровідникових, так і діелектричних матеріалів. Атомну силову мікроскопію проводять в контактному режимі, при якому зонд контактує з досліджуваною поверхнею. При цьому на зонд діє сила відштовхування величиною порядку  $10^{-9}$  Н. Ця сила задається п'єзоелектричним елементом позиціонування, який штовхає зонд до поверхні. Безконтактний режим з зазором (5–10 нм) використовується, коли існує безпека пошкодження зондом поверхні. Контролюючи збурення, яке створює зонд біля поверхні зразка, можна здійснювати керовану локальну модифікацію цієї поверхні з атомним дозволом. Цьому сприяють

екстремальні умови, які можна реалізувати у вістря зонда, а саме: електричні поля напруженістю до  $10^9$  В/см – і пропускати струм зі щільністю до  $10^7$  А/см<sup>2</sup>. Маніпулювання індивідуальними атомами – атомна інженерія, безмаскове локальне окислення і осадження матеріалів, низькоенергетична електронно-променева літографія – реалізовані з використанням скануючих зондів. Переваги використання зондових методів модифікації матеріалів містять не тільки високу локальність впливу, але і можливості безпосередньої візуалізації результатів впливу і навіть локальних електричних вимірювань з використанням того ж самого зонда.

#### 5.4 Атомна інженерія. Паралельні і перпендикулярні процеси

Поміж дослідницьких застосувань скануючий тунельний мікроскоп отримав широке використання для направленого маніпулювання атомами на поверхні твердого тіла. В залежності від специфічних використаних закономірностей виділяють паралельні та перпендикулярні процеси перенесення атомів [1]. В паралельних процесах атоми або молекули потребують рухатися уздовж поверхні. В перпендикулярних процесах їх переносять з поверхні на вістря зонда і навпаки. В обох випадках кінцевою метою є перебудова поверхні на атомному рівні. Таку перебудову можна розглядати як серію послідовних дій, яка приводить до селективного розриву хімічних зв'язків між атомами і до наступного утворення нових зв'язків. З другої точки зору, це ідентичний рух атома по деякій потенціальній поверхні від початкового до кінцевого стану. Обидва погляди дозволяють зрозуміти механізми, за якими здійснюється маніпуляція атомами зондом скануючого тунельного мікроскопа.

**Паралельні процеси.** Переміщення атомів паралельно поверхні підкладки можна здійснити в процесі польової дифузії або ковзання. В обох випадках зв'язки між атомами, які переміщуються, і підкладкою не розриваються. Адсорбований атом, завжди знаходиться в потенціальній ямі. Енергія, яка необхідна для його пересування, відповідає енергетичному бар'єру для дифузії по поверхні. Вона дорівнює від 1/10 до 1/3 від енергії адсорбції, що відповідає діапазону 0,01–1,0 еВ.

Польова дифузія адсорбованих на поверхні атомів викликана сильним неоднорідним електричним полем, яке створюється між вістрям зонда і поверхнею. Напруженість цього поля може досягати 30–50 В/нм. Цього досить для іонізації і десорбції атомів. Для прискорення поверхневої дифузії достатньо електричних полів і меншої напруженості. Взаємодія дипольного моменту адсорбованого атома з неоднорідним електричним полем, індукованим в його околі зондом, приводить до дифузії цього атома в напрямку зменшення створеного градієнта потенціалу. Дипольний момент адсорбованого атома у зовнішньому електричному полі задається двома складовими – його статичним дипольним моментом  $\mu$  і індукованим полем моментом  $\tilde{\alpha}E(r)$

$$P = \mu + \bar{\alpha}E(r) + \dots, \quad (5.2)$$

де  $\bar{\alpha}$  – тензор поляризації;  $E(r)$  – напруженість електричного поля. З врахуванням цього просторове розподілення енергії атома має вигляд

$$U(r) = -\mu E(r) - \frac{1}{2} \bar{\alpha} E^2(r). \quad (5.3)$$

Ця потенціальна енергія додається до періодичного потенціалу поверхні (рис. 5.3,а), утворюючи потенціальний рельєф, який сприятливий для направленої руху адсорбованого атома у область, яка розташована безпосередньо під вістрям зонда. Можливі два варіанти результуючого потенціального рельєфу, який залежить від особливостей взаємодії досліджуваного атома і зонда. При слабкій взаємодії формується широка потенціальна яма (рис.5.3,б) з рельєфом, модульованим періодичним потенціалом поверхні.

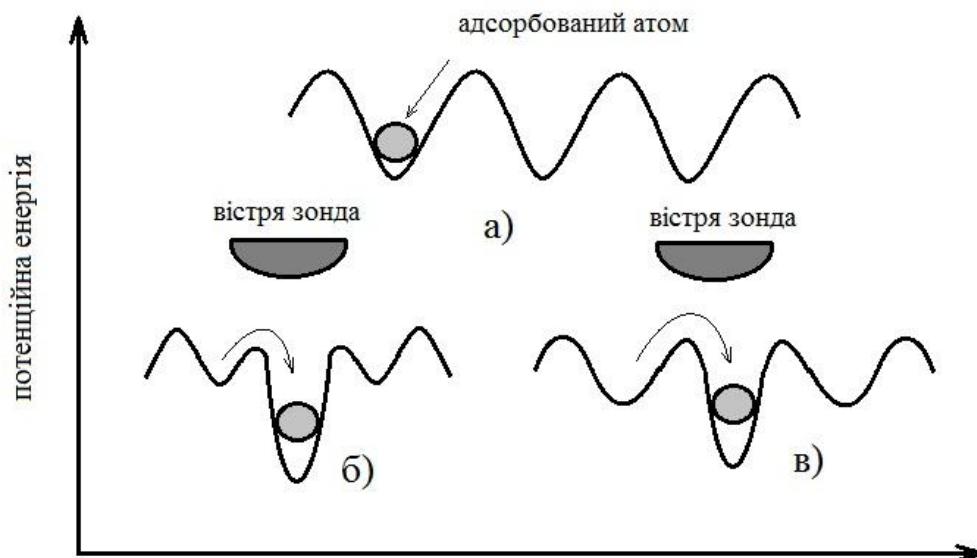


Рисунок 5.3 – Потенціальна енергія атома, який адсорбовано на поверхні кристалічної підкладки, в залежності від його розташування відносно зонда скануючого тунельного мікроскопа

У випадку сильного орієнтованого взаємного притягання атома і зонда, що пов'язано з їх хімічною природою, потенціальна яма для атома звужується і локалізується строго під зондом (рис.5.3,в). В процесі дифузії по поверхні адсорбований атом "провалюється" у цю яму і затримується в ній.

Ковзання ініціюється силами взаємодії атомів зонда і атома, який переміщується по поверхні. Величина цих сил визначається потенціалом міжатомної взаємодії. Задаючи певне положення зонда, можна керувати величиною і напрямком дії результуючої цих сил.

Маніпуляція атомом за допомогою ковзання схематично подано на рис. 5.4. Спочатку зонд розташовується в позиції спостереження адсорбованого атома за звичайною процедурою. Потім зонд наближають до атома на відстань, яка необхідна для дії міжатомної взаємодії. Це досягається збільшенням величини тунельного струму. Підтримуючи його постійним, зонд переміщують уздовж поверхні в нову позицію, після чого зменшуючи контрольований тунельний струм, відводять від поверхні на попередню відстань. Для того щоб атомна поверхні рухався в напрямку переміщення зонда, результуюча сил їх міжатомної взаємодії повинна перевищувати силу зв'язку атома з підкладкою. Величина цієї сили в першому наближенні може бути подана як відношення енергії, яка необхідна для поверхневої дифузії, до відстані між атомами на підкладці. Близьке розташування зонда може привести до зміщення адсорбованого атома в його сторону, тобто у напрямку перпендикулярному до поверхні підкладки. Такий зміщений атом буде мати змінну в площині взаємодію з підкладкою. Відірвавши цей атом від підкладки, ми отримаємо величину сили, яка необхідна для його руху по поверхні даної підкладки.

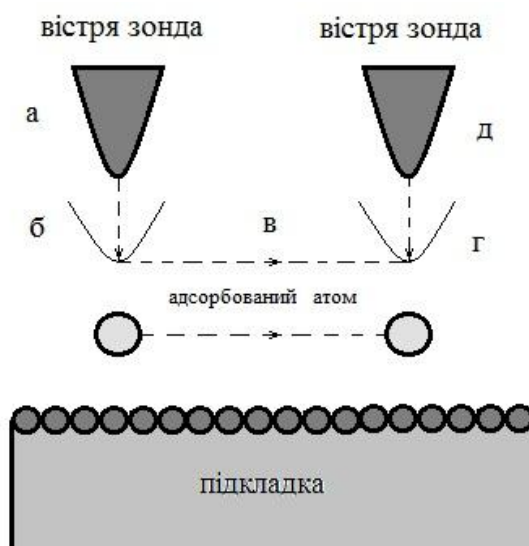


Рисунок 5.4 – Схема маніпулювання атомами за допомогою ковзання: а, д – спостереження; б – зв'язок зондом; в – ковзання; г – відділення

Процес переміщення атомів за допомогою ковзання є критичним для відстані між зондом і поверхнею підкладки. При відстанях, які більше деякої критичної величини, взаємодія між зондом і адсорбованим атомом стає вкрай слабкою, щоб змусити атом рухатися в напрямку переміщення зонда. Оскільки відстань між зондом і підкладкою в абсолютних величинах не контролюється, а характеризується опором тунельного переходу між ними, то критичному опору відповідає певний опір.

В залежності від розташування атомів на вістрі зонда величина цього опору може змінюватися аж до чотирьох разів. Проте найбільш суттєвий



вплив здійснюють на неї особливості хімічної природи адсорбованого атома і матеріал підкладки. Типові значення порогового тунельного опору, для методу ковзання, лежать в діапазоні від десятків кілоом до декількох мегом, тим самим демонструючи значну варіацію енергії зв'язку різних атомів з різними підкладками.

**Перпендикулярні процеси.** В цій групі процесів атоми, молекули або їх групи переносяться з поверхні підкладки на вістря зонда і навпаки. Для розуміння обмежимося розглядом перенесення тільки з поверхні на зонд. Енергія, яка необхідна для такого процесу, відповідає потенціальному бар'єру, який повинна подолати, залишаючи поверхню, частинка. Величина цього бар'єра залежить від відстані до поверхні підкладки, на якій знаходяться призначені для переміщення атоми, а також від величини і напрямку електричного поля, яке діє в зазорі. В залежності від ефективності електричного поля маніпуляція атомами може бути здійснена за допомогою контактної перенесення, польового випаровування і електроміграції.

Контактне перенесення являє собою просту реалізацію перпендикулярних процесів. Воно здійснюється шляхом зближення зонда і призначеного для перенесення атома до відстані, при якій потенціальні ями для адсорбції на зонді і на підкладці не зіллються. Атом в такій ситуації є одночасно зв'язаним і з зондом, і з підкладкою. Зонд потім відводять від поверхні разом з адсорбованим на ньому атомом. Безумовно, що така поведінка атома, який переміщається, може мати місце у випадку, коли його зв'язок з підкладкою слабший сил адсорбції на зонді.

Переміщення атомів даним шляхом може бути здійснено і без обов'язкового їх відривання від підкладки. При цьому відстані від зонда до підкладки вибирають таким чином, щоб різниця в потенціальній енергії атома на зонді і на підкладці мала величину, яка порівнянна з тепловою енергією, завдяки чому і здійснюється перенесення атомів. Такий процес називають майже контактним перенесенням. Він суттєво анізотропний, оскільки величина бар'єра, який повинен долати переміщуваний атом, визначається потенціальним рельєфом підкладки. Як контактне, так і майже контактне перенесення здійснюється без прикладання електричного поля. Це робить їх важкокеруваними за допомогою зовнішніх впливів.

Польове випаровування використовує властивість атомів переходити з підкладки на зонд при прикладенні між ними електричного поля. Його розглядають як термічно активований процес, при якому поверхневі атоми іонізуються прикладеним електричним полем, випаровуються і дрейфуючи у цьому полі, легше долають потенціальний бар'єр (бар'єр Шотткі), що відділяє їх від зонда. Такі умови звичайно створюються для позитивно заряджених іонів, для чого на підкладку подають позитивний відносно зонда імпульсний потенціал. Польове випаровування негативно заряджених іонів зустрічається з конкуруючою електронною емісією, яка приводить до розплавлення зонда при подачі на нього потенціалу, який потрібен для формування від'ємно заряджених іонів.

Електроміграція в зазорі зонд–підкладка припускає ті ж основні закономірності, що і в твердому тілі. Потік носіїв заряду захоплює за собою окремі атоми завдяки їх зарядовій взаємодії, так і в результаті передачі частини кінетичної енергії від рухливих електронів атомам при прямих співударах. Атомна електроміграція зворотна і не має порогових обмежень за величиною напруженості електричного поля в зазорі. Для ефективного спостереження електроміграції щільність електронного потоку повинна бути достатньою для "розігріву" атомів, які переносяться, тобто для переміщення їх в більш високоенергетичні коливальні стани.

Розглянуті підходи до маніпулювання атомами на поверхні підкладки складають основи атомної інженерії. Вони дозволяють створювати нанорозмірні структури із заданим атомним складом. Проте їх реальні можливості, обмеження і практичне застосування для різних комбінацій атом–підкладка на теперішній день є предметом інтенсивних наукових досліджень.

## 5.5 Електронно-променева літографія

Розміри елементів інтегральних схем визначаються літографічними процесами. Цей технологічний напрямок постійно розвивається для того, щоб відповідати всезростаючим вимогам мікро- і наноелектроніки. В нанометровому діапазоні розмірів використовують два основних підходи. Перший бере свій початок з мікроелектронної технології і використовує принципи оптичної, рентгенівської і електронно-променевої літографії. Другий підхід є типово нанотехнологічним, оскільки його оснований на використанні скануючого зонда – інструменту, який має найвищий дозвіл і дає можливість маніпулювати навіть окремими атомами.

Серед різних методів формування нанорозмірного рисунку елементів напівпровідникових приладів електронно-променева літографія найкращим чином об'єднує високороздільна здатність з необхідною продуктивністю, що є умовою для масового виробництва.

Установка для електронно-променевої літографії містить вакуумну колону з джерелом електронів, систему прискорювальних електродів з магнітними лінзами і систему сканування електронного променя по поверхні експонованої підкладки. Системи формування електронного променя забезпечують створення променя електронів з енергією до 20–100 кеВ, який сфокусовано в пляму розміром 1–1,5 нм. Цей промінь сканує по поверхні, яка покрита резистом підкладки. За допомогою електростатичної системи закривання променя, що керується комп'ютерним генератором зображення, експонування поверхні резисту виконується вибірково відповідно до необхідної геометрії створюваних елементів. Як резисти найбільш часто використовують поліметилметакрилат, який являє собою полімер з довгими ланцюжками. В областях, де цей полімер піддається впливу електронного променя, ланцюжки розриваються і внаслідок чого скорочуються, що ро-

биль їх легкорозчиненими у відповідних проявниках. Поріг його чутливості до електронного променя складає  $5 \cdot 10^{-4}$  Кл/см<sup>2</sup>.

Серед органічних негативних резистів вимогам нанолітографії відповідає каліксарен і *a*-метилстірен, завдяки існуванню необхідної стійкості до плазмового травлення. Каліксарен має циклічну структуру. Це кільцеподібна молекула діаметром порядку 1нм. Її головний компонент-фенольна похідна, яка завдяки сильним хімічним зв'язкам в бензольному кільці, має високу стабільність. Каліксарен майже у 20 разів менш чутливий до електронного опромінювання, ніж поліметилметакрилату. Малий розмір молекули каліксарена і її висока однорідність забезпечує резистам на його основі гладку поверхню резистивних плівок і надвисоку роздільну здатність.

Обмеження роздільної здатності органічних резистів пов'язані з низько енергетичними (~50 еВ) вторинними електронами, які генеруються в цьому матеріалі при бомбардуванні його високоенергетичними електронами. Вторинні електрони експонують область резисту на відстані 5 нм за межами областей опромінювання, що обмежує роздільну здатність на рівні 10 нм. Деяке покращення цього показника, а саме, збільшення роздільної здатності поліметилметакрилату до 6 нм, може бути забезпечено при ультразвуковому проявленні і при старанному контролі експонування. Принципово, що покращення роздільної здатності досягається за рахунок зниження ефективності утворення вторинних електронів при використанні для експонування резисту електронів з енергіями 2–10 кеВ. Проте при цьому спостерігається зниження чутливості резисту, що потребує збільшення дози і відповідно часу експонування.

Окрім органічних резистів, неорганічні сполуки, такі як  $SiO_2AlF_3$ , леговані  $LiF$  і  $NaCl$ , мають хороші перспективи для нанолітографії. Їх роздільна здатність складає 5 нм і менше, проте чутливість до електронного впливу, яка характеризується порогом порядку  $0,1$  кЛ/см<sup>2</sup>, залишається недостатньо високою.

Нанопрофілювання  $SiO_2$  електронним променем є дуже перспективним для створення кремнієвих приладів. Воно може бути реалізовано на оксидних плівках товщиною менше, ніж 1 нм. Опромінення таких плівок проводять з гостро сфокусованим електронним променем при кімнатних температурах. Оксид в опроміненіх областях розкладається і випаровується при наступній термообробці у вакуумі при 720–759 °С. Такий підхід є перспективним для формування наноструктур, оскільки всі процеси, що пов'язані із створенням  $SiO_2$ -маски і наступне нанесення інших матеріалів може бути здійснено у високовакуумній камері без виймання підкладки на повітря. Необхідна конфігурація пліткових елементів може бути створена витравлюванням матеріалу у вікнах резистивної маски або нанесенням матеріалу на поверхню підкладки із сформованим рисунком резистивної маски. Перший підхід широко використовується в традиційній напівпровідниковій технології. В технології ж наноелектроніки він застосовується для профілювання плівок діелектриків і напівпровідників, в той час як для плівок

металів використовується другий підхід, який отримав назву вибухова літографія. Основні операції цього процесу подано на рис.5.5.

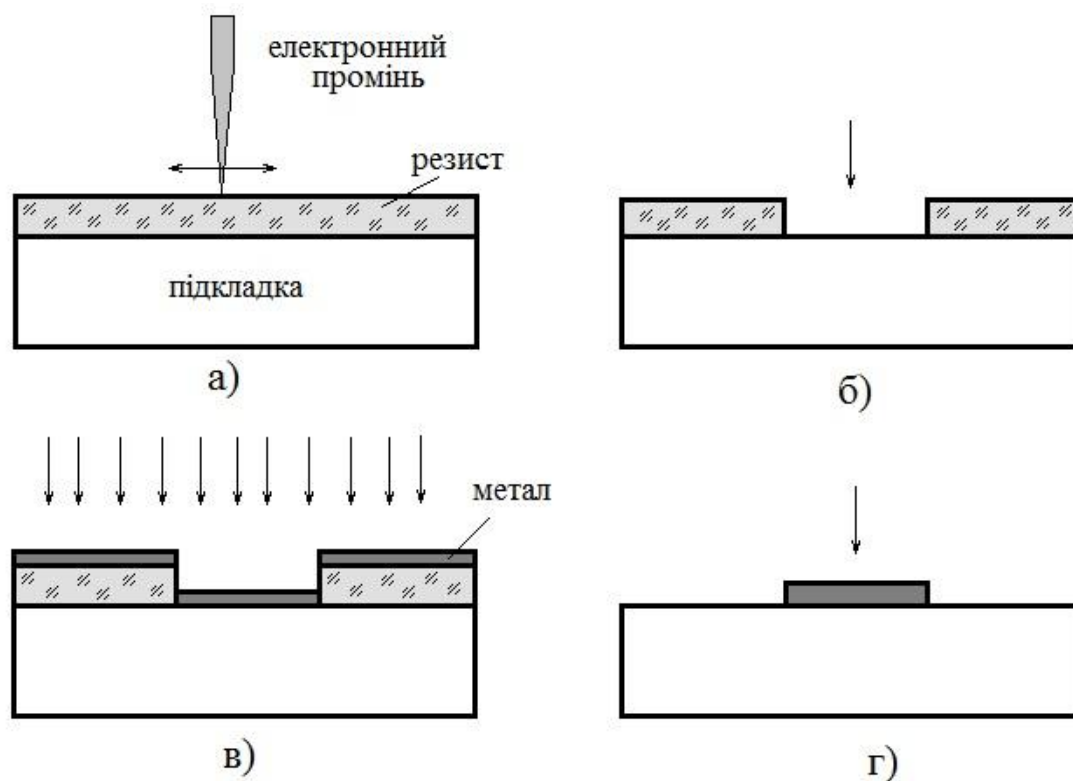


Рисунок 5.5 – Створення наноструктур вибуховою літографією з використанням позитивного резисту поліметилметакрилату:  
 а – електронно-променевого експонування плівки резисту;  
 б – проявлення резисту; в – осадження металу;  
 г – вибухове видалення резисту і металу на його поверхні

На етапі приготування маски плівка резисту експонується за один прохід електронним променем, після чого робиться його проявлення у відповідних хімічних реагентах. В подальшому виконують осадження плівки металу. При цьому атоми і молекули металу повинні надходити до поверхні підкладки у напрямках близьких до нормалі. Це необхідно для того, щоб плівка металу формувалась виключно на підкладці у вікнах резистивної маски і на поверхні резисту. Підготовлені таким чином структури піддаються хімічній обробці в активному органічному розчиннику, наприклад, в ацетоні, для віддалення неекспонованих ділянок резисту і розташованої на них плівки металу. Плівка металу, яка залишилась на підкладці, повністю повторює рисунок експонованих областей. Створені таким чином металеві області можуть бути використані як елементи наноелектронних приладів, так як і маски для подальшого профілювання нижче розташованих діелектричних та напівпровідникових плівок. Техніка і технологія електронно-променевої літографії постійно вдосконалюються. Проте вони ще не готові для широкого використання у масовому виробництві. Головним стримую-

чим фактором залишається невелика швидкість обробки підкладок великого діаметра. Одним з підходів, які вирішують цю проблему, є застосування багатопробенеких електронних гармат, які працюють паралельно. Другим перспективним напрямком є експонування резистів низькоенергетичними електронами, що інжектуються з вістря скануючих зондів [1, 3, 6].

## 5.6 Профілювання резистів скануючими зондами. Нанодрук

Скануючі зонди можуть бути використані як для електронної, так і для механічної модифікації резистивних плівок. У випадку електронної дії точковий зонд (зонд атомного силового мікроскопа) використовується як джерело низькоенергетичних електронів. Як резисти використовуються ті ж матеріали, що і для електронно-променевої літографії. Для електронного профілювання резистів в атомно-силовому мікроскопі зонд повинен ефективно інжектувати електрони. Тому на звичайні комерційні, які виготовлені або покриті нітридом кремнію, наносять шар металу, наприклад золото. При безконтактному режимі сканування на зонд подається від'ємна напруга величиною 5–20 В. В процесі сканування зазор зонд-підкладка і промінь електронів із зонду підтримують постійним. Таким чином, можна створювати рисунок з розмірами елементів 30 нм і менше на резистивній плівці товщиною 60–70 нм.

Використання низькоенергетичних електронів для експонування резистів виключає їх зворотне розсіювання від границі резист – підкладка і значно зменшує генерацію вторинних електронів. Ці два фактори суттєво покращують роздільну здатність зондового методу електронного експонування в порівнянні з традиційною високоенергетичною електронно-променевою літографією. Безконтактні зонди легко інтегруються в багатозондові головки, в яких висота розташування кожного зонда регулюється індивідуально, що створює перспективи нарощування продуктивності таких систем шляхом паралельної обробки.

Зонд атомно-силового мікроскопа, який працює у контактному режимі, може бути використано як для механічної модифікації плівки резисту з наступним його проявленням і травленням через утворену маску, так і для прямого видалення матеріалу, звичайно металу, методом дряпання. В цьому випадку зонд використовують як точковий інструмент для позиційного формування канавок у резистивній або металевій плівці на поверхні підкладки. Пряма механічна обробка може бути здійснена з високою точністю, проте не завжди вдається отримати стінки канавок з достатньою якістю через їх нерівності.

**Нанодрук.** Це новий напрямок у літографічних процесах, які містять простоту, низьку вартість, досить високу продуктивність і нанометрове розділення. Існують два підходи для вирішення цієї задачі. В одному з них, що отримав назву "чорнильний друк", матеріал резисту у вигляді чорнил наносять на еластичний штамп з потрібним рисунком і потім механічно

друкується на підкладці. Другий підхід, який використовує механічне вдавлення жорсткого штампа в полімерну плівку резисту при підвищеній температурі, який отримав назву "тиснення". Оскільки перенесення зображення здійснюється без використання будь-якого випромінювання, то обидва підходи вільні без обмежень, які пов'язані з дифракцією і розсіюванням. Процес чорнильного друку схематично показано на рис. 5.6.

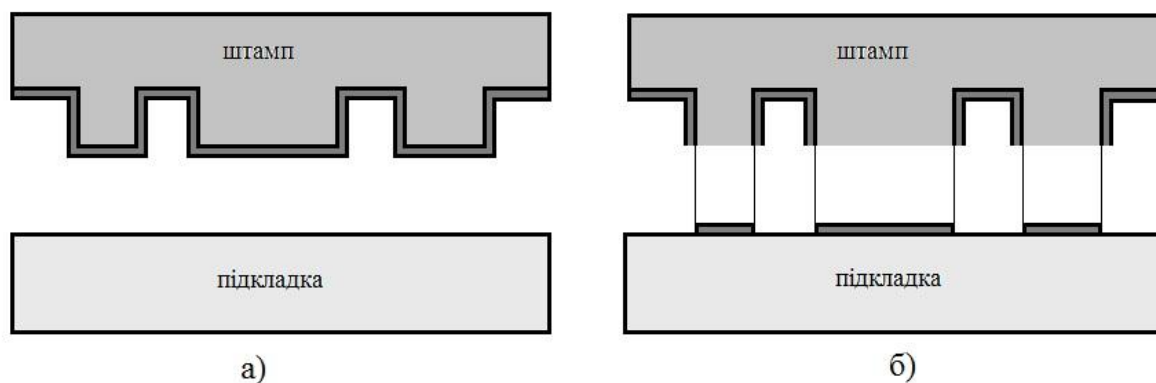


Рисунок 5.6 – Чорнильний друк: а – штамп, що покритий чорнилами з самоупорядкованого мономеру, і підкладка перед друком; б – рисунок самоупорядкованої плівки, яка залишилась на поверхні підкладки після віддалення штампа

Еластичний штамп покривають чорнилами і тиснуть до підкладки. Склад чорнил вибирають таким чином, щоб вони при контакті з підкладкою утворювали на ній мономолекулярну плівку з самоупорядкованою структурою. Ця плівка, що нанесена відповідно до поверхневого рисунка штампа, використовується потім як маска при проведенні травлення і поверхневих реакцій.

Еластичний штамп виготовляють з полідиметилсилоксана (ПДМС). Як чорнило використовують тіол і його похідні. Деякими технологічними проблемами у реалізації методу чорнильного друку є підгонка рисунка, дифузійне розпливання чорнил і деформація штампа. Механічні напруги, які прикладаються до штампа, негативно впливають на підгонку і сполучення рисунку, в особливості при багатократному друці. Більш того, термічне розширення еластомера, з якого виготовлено штамп, приводить до того, що навіть незначні флуктуації температури навколишнього середовища змінюють розміри елементів на штампі. Цей ефект вдається усунути при використанні штампів не із суцільного еластомера, а з плівки еластомера товщиною 10 мкм, яка нанесена на жорстку основу, наприклад, на кремнієву підкладку.

Дифузійне розмиття чорнильного рисунка відбувається під час контакту штампу з підкладкою. Воно складним чином контролюється конкуренцією між дифузійною в газовій фазі, рухом молекул, фізично і хімічно адсор-

бованих на поверхні підкладки. Приглушення дифузії приводить до покращення роздільної здатності. Для цього краще всього підходять чорнила з тяжких молекул. Тіол забезпечує роздільну здатність на рівні 100 нм.

Ідея створення резистивної маски тисненням лежить в основі того, що твердий штамп вдавлюється в плівку резисту при підвищеній температурі і потім віддаляється з неї. Цей процес показано на рис.5.7.

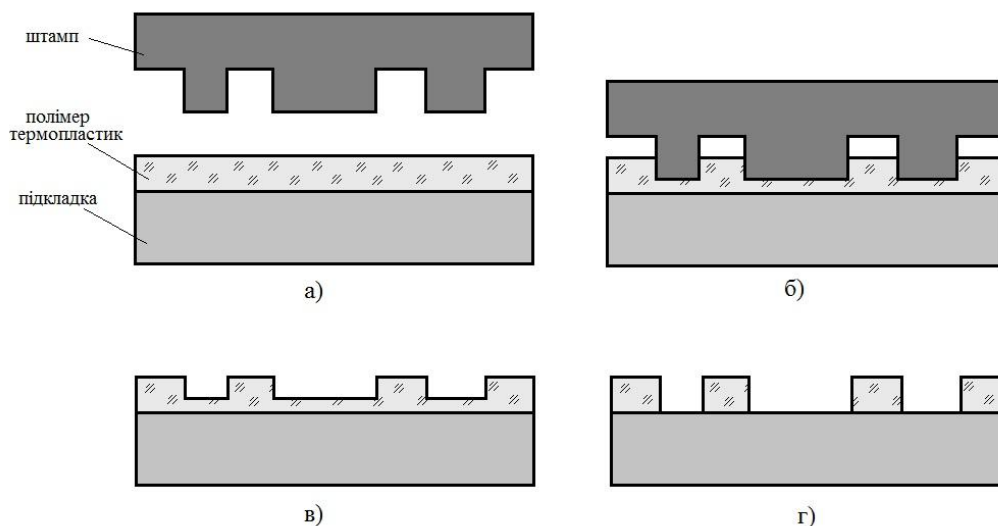


Рисунок 5.7 – Друк тисненням: а – підкладка з плівок полімерного резисту на поверхні перед друком; б – друк; в – профільована плівка резисту із залишками матеріалу резисту у вікнах; г – травлення залишків матеріалу резисту у вікнах

Поверхня штампа має рисунок потрібних вікон в резистивній плівці. Вона покрита тонким шаром сполуки, який запобігає прилипанню штампа до плівки в процесі тиснення. Як матеріал резистивної плівки вибирають термопластичний полімер. Підкладку, яка покрита плівкою такого полімеру, нагрівають до температури розм'якшення (температура переходу у склоподібний стан), після чого в неї вдавлюють штамп. Час нагрівання і час вдавлювання складає декілька хвилин. Після цього всю систему охолоджують нижче точки розм'якшення полімеру і відділяють штамп від плівки. Залишки полімеру у вікнах відділяють травленням в кисневій плазмі або хімічним розчиненням. Профільовану таким чином плівку резисту використовують як маску для наступного травлення матеріалу підкладки або ж для вибухової літографії.

Найбільш часто для тиснення використовують полімер, який традиційно застосовується як резист для електронно-променевої літографії. Температура його розм'якшення складає 105 °С, забезпечуючи хороший рисунок при тисненні при 190–200 °С. Роз'єднання штампа і підкладки проводять після охолодження до 50 °С. Роздільна здатність складає 10 нм [1].

Загальною рисою методів нанодруку є те, що в них механічно репродукується рисунок штампа. Тому рисунок на самому штампі повинен вигото-

вляться з використанням високороздільних технологій, наприклад, електронно-променева літографія або скануючі зонди. В технології нанодруку штамп еквівалентний фотомасці в традиційній проекційній фотолітографії. Тому при промисловому використанні цього методу можна застосовувати такі ж, як в проекційній літографії, пристрої покрокового експонування – степерів.

### 5.7 Порівняння нанолітографічних методів

Можливості різних літографічних методів, які придатні для створення резистивних масок з розмірами елементів в діапазоні 10–100 нм, подано на рис. 5.8, де координатами є роздільна здатність і швидкість експонування [1].

При створенні наноелектронних приладів роздільна здатність літографії має принципове значення для відтворюваного формування елементів з необхідними розмірами в нанометровому масштабі, при цьому швидкість експонування – це ключова характеристика придатності літографічного процесу для масового виробництва. З точки зору ефективності виробництва продуктивність цього процесу повинна бути більша, ніж 50 підкладок у час, що потребує величину швидкості не менше, ніж  $1\text{ см}^2/\text{с}$ . Це критичний бар'єр, визначений на рис. 5.8, для порівняння різних літографічних методів.

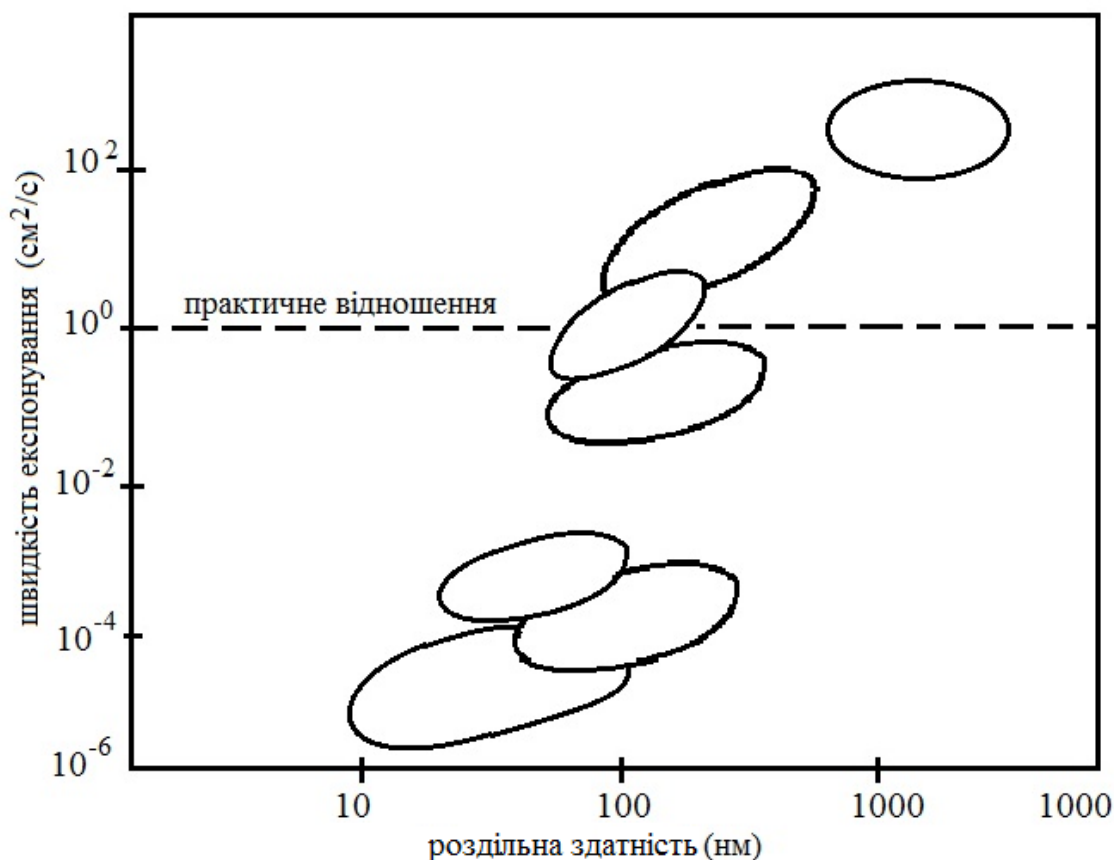


Рисунок 5.8– Співвідношення між роздільною здатністю і швидкістю експонування при різних літографічних методах [1]



Оптична літографія з типовими швидкостями експонування  $10\text{--}100\text{ см}^2/\text{с}$  повністю задовольняє вимоги масового виробництва. Проте за роздільною здатністю вона має суттєві обмеження на мінімальний відтворюваний розмір елемента, що головним чином пов'язано з довжиною хвилі випромінювання, яка використовується для експонування резистів. Підвищення роздільної здатності і відповідне зменшення критичних розмірів формованих елементів в цій групі методів йде по шляху зменшення довжини хвилі випромінювання. Це випромінювання  $G$ -лінії (436 нм) і  $I$ -лінії (365 нм) ртуті, випромінювання ексимерних лазерів:  $KrF$  (248 нм),  $ArF$  (197 нм),  $F_2$  (157 нм). При цьому досяжний мінімальний розмір складає 100 нм. Подальше зменшення до 50 нм є фізично досяжним, проте потребує суттєвого прогресу в технології створення резистивних масок і підвищення чутливості фоторезистів з високим розділенням.

Фотолітографія у глибокому ультрафіолеті є природним розвитком оптичної літографії із застосуванням короткохвильового випромінювання. Для таких цілей застосовується синхротронне випромінювання і випромінювання лазерних джерел. Вони забезпечують формування елементів розмірами до 100 нм і можуть бути удосконаленими для створення 30 нм – елементів. Не дивлячись на фізичні переваги, використання синхротронного випромінювання не знаходить широкого технологічного застосування в напівпровідниковій електроніці через складності, енергоємності і громіздкості синхротронів. Плазмові лазерні джерела не мають таких недоліків, що робить їх більш перспективними для практичної нанолітографії.

Рентгенівська літографія, яка використовує випромінювання з довжиною хвилі 1 нм, являє собою останній ступінь на шляху зменшення довжини хвилі експонуючого електромагнітного випромінювання для літографії. При цьому у відсутності підходящої рентгенівської оптики приходиться вести пряме експонування (1:1). Достатню для практичних цілей інтенсивність рентгенівського випромінювання отримують в синхротронах і з допомогою плазмених лазерних джерел. Досяжні мінімальні розміри складають 50–70 нм. Перевагою рентгенівської літографії є можливість використання резистивних масок і висока відтворюваність. Недоліки аналогічні тим, які відзначені вище для літографії у глибокому ультрафіолеті.

Електронно-променева літографія є найбільш підходящою основою для масового виробництва наноструктур. З використанням одного променя вона забезпечує швидкості експонування  $10^{-3}\text{--}10^{-2}\text{ см}^2/\text{с}$ , а в режимі модульного експонування – на два, три порядки вище. Типове розділення складає 30 нм з можливістю знизитися до 5 нм при використанні неорганічних резистів. Основним недоліком є невисока продуктивність, яка визначається щільністю електронного струму і чутливістю резисту. Підвищення щільності струму в електронному промені поміж технічних обмежень має і фізичні обмеження. При високих щільностях струму взаємодія між електронами приводить до внутрішнього розширення променя, яке пропорційне  $I^{2/3}$ , що погіршує розділення. Для придатної продуктивності необхідні резисти з

порогом чутливості нижче, ніж  $10 \text{ мКл/см}^2$ . Чутливість до варіацій експозиційної дози і глибини фокуса (деформація маски) набагато менші, ніж в оптичній літографії.

Іонно-променева літографія за своїми технологічними принципами близька до електронно-променевої літографії. Іони також використовуються для безмаскового створення рисунка елементів інтегральних схем прямою модифікацією властивостей матеріалу підкладки. Установки для іонно-променевої обробки матеріалів мають придатні швидкості експонування. Порівнюючи ефективність експонування резисту іонами і електронами одного енергетичного діапазону  $50\text{--}100 \text{ кеВ}$ , слід підкреслити, що іони повністю передають свою енергію резистивному шару, проте електрони проходять глибше в підкладку. Це приводить до суттєвих відмін в пороговій чутливості резистів, яка нижча для іонного експонування. Між тим, процес послідовного іонного експонування залишається досить повільним для масового виробництва.

Нанодрук є багатообіцяючою технологією літографії, проте необхідні додаткові дослідження, коли вона зможе повноправно увійти в промислове виробництво. Одним із стримуючих факторів залишається порівняно великий час обробки однієї підкладки, що пов'язано з необхідністю її нагрівання і охолодження в контакт з штампом, хоча існують певні резерви для інтенсифікації цього процесу.

Літографія скануючими зондами дає найбільш високе розділення, що забезпечує можливість маніпулювання окремими атомами. Типова роздільна здатність лежить в межах  $30\text{--}50 \text{ нм}$ . Основним недоліком цієї групи методів є низька швидкість експонування одним зондом. Розв'язання цієї проблеми може бути здійснено паралельним експонуванням багатозондових пристроїв з незалежним керуванням кожним зондом.

Для забезпечення придатної продуктивності кількість зондів, інтегрованих в одній головці, повинна складати  $10^4\text{--}10^6$ . Положення кожного зонда відносно поверхні підкладки повинно бути задано індивідуально. Не дивлячись на існуючі практичні проблеми, формування рисунка нанорозмірних елементів інтегральних схем з використанням скануючих зондів розглядається як найбільш перспективний напрямок з потенціальними можливостями для масового виробництва. Слід відзначити, існуючі нанолітографічні методи забезпечують дозвіл в межах  $10\text{--}100 \text{ нм}$ , що повністю достатньо для створення більшості наноелектронних приладів. Проте продуктивність методів повинна бути підвищена до рівня вимог промислового виробництва.

## **5.8 Самокеруючі процеси. Самовпорядкування**

Самокерування є однією з найбільш загальних закономірностей у природі. Воно здійснюється різними шляхами, проте завжди з однією метою –

забезпечити найбільшу стійкість системи. В нанотехнології самовпорядкування і самокерування отримали широке практичне застосування [1–6].

**Самовпорядкування** – це процес адсорбції і специфічного розташування молекул на твердій поверхні. Його рухомою силою є хемосорбція, яка особливо помітна у високоенергетичних реакціях між адсорбентом і адсорбуючою поверхнею. На відміну від сильної взаємодії між адсорбованою молекулою і поверхнею, взаємодія між самими молекулами залишається слабою. В органічному і неорганічному світі існує велика кількість прикладів самовпорядкування. Плівки мономолекулярної товщини, які утворені за механізмом самовпорядкування, мають дуже низьку щільність дефектів, достатньо стабільні і механічно міцні. Їх використовують як трафарет в літографічних процесах. При цьому нанометрове розділення досягається використанням скануючих зондів в скануючому тунельному або атомно-силовому мікроскопі.

Молекулярні блоки для самовпорядкування повинні містити основні функціональні групи – групу, яка прикріплює їх до поверхні, проміжну групу і поверхню функціональну групу. Ці групи не є взаємозамінними. Так, функції позиціонування і розпізнання краще реалізуються з використанням органічних груп, ніж неорганічних, хоча електронні властивості останніх вивчені більш глибоко. Комбінування різних за складом груп постійно породжує нові форми самовпорядкування.

Як групи, що прикріплюються до поверхні підкладки, використовуються силани  $RSiX_3$  ( $R = CH_3, C_2H_5...$ ). Підкладкою є гідроксильна ( $OH$ ) поверхня кремнію та інші технологічно важливі поверхні. Як  $X$ -компонента, яка заміщує водень в силані, використовуються метокс-групи, хлор або його суміші. Склад прикріплюваної групи суттєво впливає на все впорядковане розташування адсорбованих молекул і на щільність їх упакування. Наприклад, для поверхні арсеніду галію і золота гарні результати дає тіол ( $RSH$ ).

Проміжна група впливає на взаємодію всього хемосорбованого молекулярного блока з інструментом, який її обробляє. Віддалення поверхневої функціональної групи від підкладки при зростанні розмірів проміжної групи (наприклад, мультиплікувальна  $CH_2$ -група) дозволяє розташувати зонд ближче до плівки і тим самим знизити дозу експонування і порогову напругу. Фенольні групи, які мають певну провідність, добре підходять як проміжні групи при електронному експонуванні зондом скануючого тунельного мікроскопа.

Поверхневі функціональні групи визначають властивості "нової" поверхні. Наприклад, амінові групи ( $NH_2$ ) можуть бути використані як місця для прикріплення певних молекул. Галогени (хлор, йод та інші) мають більші перерізи електронного захоплення, що полегшує десорбцію галогеновмісних фрагментів. Їх наступна обробка може здійснюватися з метою заміни галогенних груп більш активними. Поверхні, які покриті алкільними групами, інертні і гідрофобні. За хімічною активністю вони ідентичні па-

рафінам. Внаслідок цього вони добре підходять для маскування при рідинному травленні і обмеженому сухому травленні. Процес, що ілюструє використання самовпорядкування для створення нанометрових елементів на кремнієвій підкладці, подано на рис. 5.9.

Перед нанесенням плівки кремнієву підкладку чистять і пасивують воднем у розчині  $HF$ . Потім її занурюють у розчин органосиланового мономеру і висушують для того, щоб сформувати на її поверхні плівку мономолекулярної товщини, яка складається з молекул, один кінець яких закріплюється на підкладці, а другий утворює нову поверхню. Серед необхідних для цих цілей органосиланів вибираються октадецилхлорсилан –  $C_{18}H_{37}Cl_3Si$ , фенетилтриметоксилан –  $C_6H_5CH_2(CH_3O)_3Si$ , хлорметилфенетилтриметоксилан –  $ClCH_2C_6H_5CH_2CH_2(CH_3O)_3Si$  та інші сполуки.

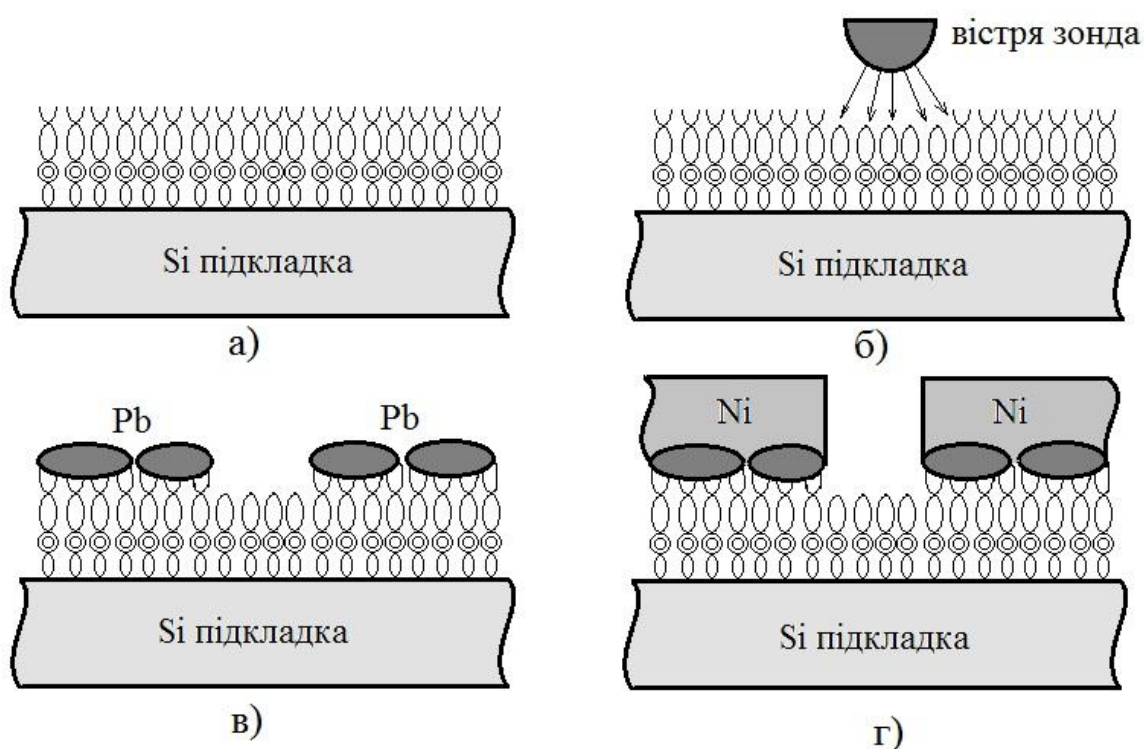


Рисунок 5.9 – Формування нанорозмірного рисунка з використанням самовпорядкованої мономолекулярної плівки: а – осадження мономолекулярного шару; б – створення рисунка зондом скануючого тунельного мікроскопа; в – осадження паладієвого каталізатора; г – осадження нікелю [1]

Створену мономолекулярну плівку, товщина якої складає порядку 1 нм, обробляють за заданим рисунком низькоенергетичними електронами, які інжектуються із зонда скануючого тунельного або атомно-силового мікроскопа. Напруга при цьому складає 2–10 еВ, у залежності від конкретного складу плівки, який задається поверхневими групами і пасивацією поверхні підкладки. Після цього зразок занурюють у розчин з колоїдними частинками паладію, які прикріплюються до неопромінених областей плівки.

В подальшому зразок знову висушують і розташовують у ванну для електролітичного осадження нікелю. Островки паладію на поверхні слугують каталітичними центрами для осадження нікелю. За рахунок бокового росту нікелю проміжки між паладієвими островками заповнюються і утворена товста плівка нікелю має суцільну бездефектну структуру. Створену таким чином профільовану металеву плівку використовують як маску при подальшому травленні. Практично досяжна роздільна здатність складає 15–20 нм, хоча з теоретичної точки зору граничний мінімальний розмір елемента інтегральної схеми обмежується розмірами використаних для самовпорядкування молекул.

## 5.9 Самоскладання в об'ємних матеріалах

Самоскладання – це визначене розташування взаємодіючих атомів у твердому тілі. Спонтанне самоскладання (самоорганізація), яке відбувається в об'ємі і на поверхні твердого тіла, є ефективним нанотехнологічним засобом, який забезпечує створення квантових проводів і квантових точок [1, 3].

Рухомою силою самоорганізуючих процесів є намір атомної системи прийняти конфігурацію відповідно до мінімуму її енергії. З таких процесів у твердих тілах найбільш вагомим і часто використовуваним є процес спонтанної кристалізації. Кристалічний стан речовини є більш стійким, ніж аморфний. Тому будь-яка аморфна фаза схильна до кристалізації. Закономірності цього процесу визначаються як індивідуальними фізико-хімічними властивостями самого середовища, в якому він протікає, так і зовнішніми умовами, в яких це середовище знаходиться. Головною характеристикою середовища є температура.

Утворення кристалічних зародків знижує енергію системи на  $\Delta g = g_{am} - g_{cr}$ , де кристалічна фаза характеризується  $g_{cr}$ , а аморфна  $g_{am}$ . Цьому зниженню енергії протистоїть збільшення поверхневої енергії зростаючих зародків з радіусом  $r$  і питомою поверхневою енергією  $\delta^*$  приводить до загальної зміни енергії системи на величину [1]

$$\Delta G = 4\pi r^2 \delta^* - 4/3\pi r^3 \Delta g. \quad (5.4)$$

Зміна вільної енергії відбувається із зростанням розміру (радіуса) зародка немонотонно, як це показано на рис.5.10. Утворення поверхні зародків потребує роботи над системою, в той час як формування кристалічного об'єму зародків звільнює енергію в системі. Зміна вільної енергії має максимум для кластера з критичним радіусом

$$r_{cr} = 2\delta^* / \Delta g. \quad (5.5)$$

Утворення кластерів з радіусом, меншим критичного, потребує позитивної зміни вільної енергії і система в таких умовах стає нестабільною, при цьому існує деяка динамічна рівноважна кількість таких кластерів. Кластери з розмірами, більшими критичного, мають сприятливі енергетичні умови для росту. Швидкість зародження кристалітів

$$v_n \sim \exp(-\Delta G_{cr} / kT) \exp(-E_a / kT), \quad (5.6)$$

де  $\Delta G_{cr}$  – вільна енергія утворення зародка;  $k$  – стала Больцмана;  $T$  – абсолютна температура. Складова  $\exp(-E_a / kT)$  являє внесок дифузії атомів в народження і наступний ріст зародків. Він характеризується енергією активації  $E_a$ . Оскільки  $\Delta G_{cr}$  зворотно пропорційна  $T^2$ , швидкість зародкоутворення змінюється як  $\exp(-1/T^3)$ . Очевидно, що зародження кожної певної фази відбувається у вузькому температурному діапазоні, нижче якого нічого не відбувається, а вище реакція протікає дуже швидко.

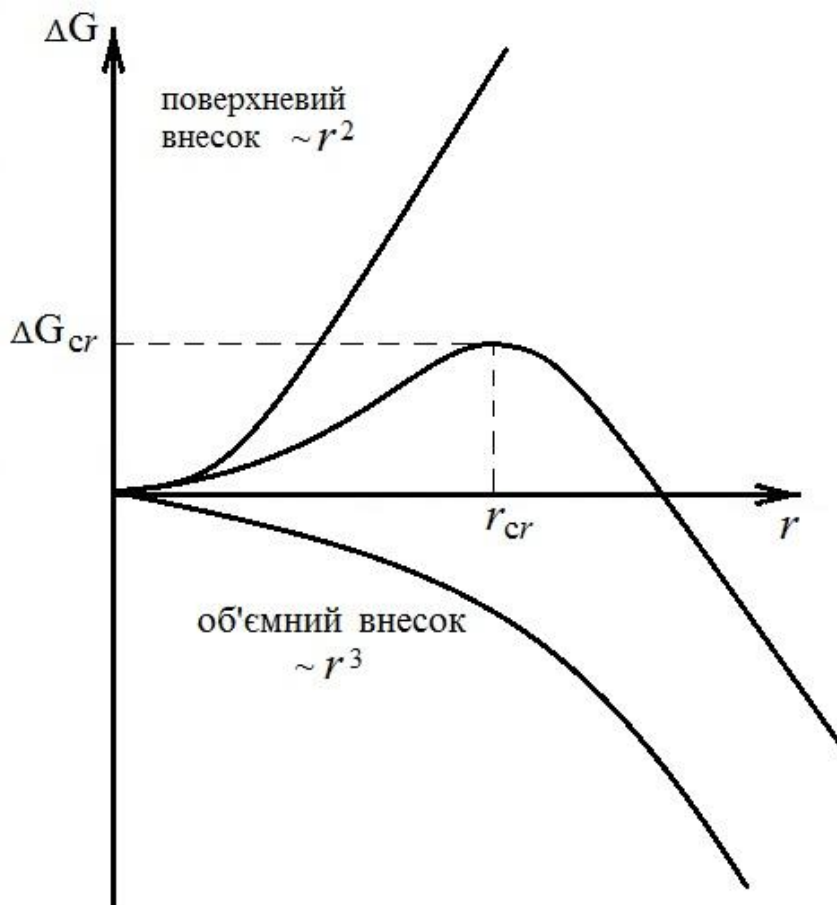


Рисунок 5.10 – Зміна вільної енергії кристалічного зародка в залежності від його радіуса [1]

Спонтанна кристалізація широко використовується для створення структур з квантовими точками без використання літографічних методів.

Цим методом формують нанокристалитив неорганічних і органічних матеріалів.

**Самоскладання при епітаксії.** При осадженні одного матеріалу на підкладку з іншого матеріалу можливі три варіанти формування поверхневих структур. Це пошаровий ріст суцільної плівки (двовимірний ріст) у режимі, який отримав назву Франка-Ван-дер Мерве, утворення і ріст островків (тривимірний ріст) – мода Велмера-Вебера, і комбінований режим – мода Странського-Крастанова, коли спочатку плівка зростає пошарово, а потім трансформується в островкові структури. Режим (мода) формування поверхневих структур визначається дисбалансом параметрів ґраток підкладки і осаджуваного матеріалу, а також співвідношенням поверхневої енергії і енергії границі поділу цих матеріалів. Важливо відмітити, що всі енергетичні аргументи справедливі для рівноважного стану системи. Формування епітаксійних плівок відбувається в умовах, які відрізняються від рівноважних, що утруднює їх аналіз за енергетичними критеріями.

## 5.10 Нанокристаліти в неорганічних і органічних матеріалах

Як неорганічні матриці для створення напівпровідникових нанокристалів використовують різне щільне і пористе скло, іонні кристали, композиційні матеріали, які створені іонною імплантацією або кластерним осадженням [1, 5].

Нанокристаліти, які вбудовані у щільне скло, вирощують на основі дифузійно-контрольованих процесів, які комерційно застосовуються для створення кольорових фільтрів і фотохромного скла. Зародження і ріст кристалітів в силікатному або боросилікатному склі відбувається внаслідок фазових перетворень в перенасиченому в'язкому розчині. Процес контролюється дифузійною домішок, які розчинені у матеріалі і реалізується в інтервалі температур  $T_{glass} < T < T_{melt}$ , де  $T_{glass}$  – температура переходу в склоподібний стан,  $T_{melt}$  – точка плавлення матеріалу матриці. Реальні температури формування нанокристалітів у склі змінюються від 550 °C до 700 °C в залежності від відповідного розміру кристалітів і матеріалу матриці. Дифузійно-контрольовані процеси використовуються для формування нанокристалітів напівпровідників  $A^2B^6$  і  $A^1B^7$  з розмірами 1–10 нм у скляних матрицях.

Другий метод створення нанокристалітів в неорганічних матеріалах використовує золь-гель технологію, яка використовується для отримання пористого скла. Розчин колоїдних частинок в рідині називають золю. Гель являє собою сітку жорстко зв'язаних полімерних ланцюжків, довжиною до декількох мікрометрів. Колоїдні частинки – це тверді частинки розміром 1–100 нм. Гель розглядають як проміжний стан між рідинним і твердим станом. Це так званий рідиноподібний твердий стан. Утворення геля із золю обумовлено хімічними перетвореннями в рідинній колоїдній системі, які приводять до утворення сітки або каркаса і надають їй певні власти-

вості твердого тіла. Ці перетворення покладені в основу золь-гель технології формування тонких плівок з рідинних емульсійних композицій. Плівкоутворююча рідинна композиція наноситься на поверхню підкладки і при наступній термообробці у процесі золь-гель перетворень переходить у твердий стан. Найбільш підходящими реагентами для таких перетворень є алкоксисполуки кремнію. Їх загальна формула має вигляд  $Si(OR)_4$ , де  $R$  – це  $CH_3, CH_5, C_3H_7$  і т. д.

**Нанокристаліти в органічних матеріалах.** Нанокристаліти напівпровідників  $A^2B^6$  можуть бути вирощені в органічному колі, при використанні методів, що основані на хімії металоорганічних сполук і хімії полімерів. Один з таких методів використовує колоїдні розчини. Основною проблемою при цьому є запобігання швидкій агломерації колоїдних частинок, для чого в рідинні органічні розчини солей металів і галогеномістких сполук додають стабілізуючий агент. Виготовлені таким чином розчини наносять на поверхню кристалів і нагрівають до температури 200 °С. Преципітація колоїдних частинок приводить до утворення нанокристалітів, розмір яких визначається температурою, швидкістю перемішування реагентів і концентрацією стабілізатора. Полімер може виконувати одночасно і функцію матеріалу матриці, і функцію стабілізатора. Як полімерну основу використовують полівініловий спирт і поліметилметакрилату. Що стосується дефектності і якості поверхні кристалітів органічні матриці дають кращий результат, ніж неорганічні, проте розкид розмірів нанокристалітів в них більший.

### Контрольні питання

1. Опишіть технологічний процес хімічного осадження з газової фази для створення напівпровідникових епітаксійних структур.
2. Які параметри в реакційній камері є головними, що контролюють процес осадження і властивості осаджених плівок?
3. Що розуміють під терміном "металоорганіка" і які матеріали відносяться до групи цих сполук?
4. Напишіть хімічну реакцію, яка відбувається на нагрітій підкладці, при вирощуванні епітаксійних плівок.
5. Які технологічні умови потрібно витримувати, щоб отримати різкі міжфазні границі?
6. Яка головна перевага методу хімічного осадження з газової фази перед іншими методами вирощування епітаксійних плівок?
7. Обґрунтуйте недоліки методу осадження епітаксійних плівок з газової фази.
8. Поясніть суть технологічного методу молекулярно-променевої епітаксії.



9. Яким чином проводиться аналіз характеристик осаджених плівок у методі молекулярно-променевої епітаксії?
10. Які переваги має метод молекулярно-променевої епітаксії в порівнянні з методом хімічного осадження з газової фази?
11. Опишіть явища, які складають фізичну основу скануючої тунельної мікроскопії.
12. Які технологічні операції можна виконувати з використанням скануючих зондів?
13. Поясніть суть атомної інженерії і паралельних процесів переміщення атомів відносно поверхні підкладки.
14. Якими силами ініціюється процес ковзання атомів по поверхні?
15. Що розуміють під перпендикулярними процесами переміщення атомів скануючими зондами?
16. Поясніть суть контактного перенесення атомів і як воно здійснюється?
17. Опишіть процеси перенесення атомів при польовому випаровуванні і електроміграції.
18. Опишіть процес електронно-променевої літографії.
19. Якого розміру і як формується пляма електронів при електронно-променевої літографії?
20. Які типи резистів використовуються у нанолітографії?
21. В чому переваги нанопрофілювання плівок  $SiO_2$  електронним променем?
22. Опишіть основні операції вибухової нанолітографії для створення плівок металу.
23. Поясніть суть профілювання резистів скануючими зондами.
24. Які переваги можна отримати при використанні низькоенергетичних електронів для експонування резистів?
25. Поясніть суть "чорнильного друку" у літографічних процесах нанодруку.
26. Як здійснюється нанодрук методом "тиснення"?
27. Які переваги можна отримати при використанні скануючих зондів у нанолітографії?
28. Як можна підвищити продуктивність літографії при використанні скануючих зондів?
29. Дайте визначення і поясніть суть процесу самовпорядкування у нанотехнології.
30. Які молекулярні блоки потрібні для самовпорядкування наноструктур?
31. Чим визначаються властивості "нової" поверхні в процесах самовпорядкування?
32. Що є рухомою силою самоорганізуючих процесів в атомних системах?

33. Яким чином створюються напівпровідникові нанокристали в неорганічних матеріалах?

34. Що розуміють під золь-гель технологією при створенні нанокристалітів в неорганічних матеріалах?

35. Як вирощуються нанокристаліти напівпровідників групи  $A^2B^6$  в органічних матеріалах?

### Література

1. Борисенко В. Е. Физические основы нанoeлектроники / В. Е. Борисенко. Часть 1. – Мн.: БГУИР, 2001. – 48 с.

2. Азаренков Н. А. Основы нанотехнологий и наноматериалов / Азаренков Н. А., Веревкин А. А., Ковтун Г. П. – Харьков: ХНУ им. В. Н. Каразина, 2009. – 69 с.

3. Пул Ч. Нанотехнологии / Ч. Пул, Ф. Оуэнс. Под ред. Ю. И. Головина. – М.: Техносфера, 2006. – 336 с.

4. Гусев А. И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии / Гусев А. И. – М.: Физматлит, 2005. – 416 с.

5. Суздалев И. П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров и наноматериалов / Суздалев И. П. – М.: Комкнига, 2006. – 592 с.

6. Нанoeлектроніка. За ред. З. Ю. Готри. – Львів: Ліга-прес, 2009. – 342 с.

## 6 НАНОЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ І ПРИСТРОЇ

Подальша мікромініатюризація мікроелектронної апаратури з одночасним значним зменшенням споживаної енергії можлива на шляху створення приладів, в яких заряд в дуже невеликій області регулюється доданням або виведенням з області одного електрона. Дослідження в цій області безпосередньо пов'язані з розбудовою цифрових та аналогових пристроїв, обробкою квантової інформації, встановленням метрологічних стандартів і т. д.

### 6.1 Одноелектронні транзистори і прилади на їх основі

Ідея створення одноелектронних транзисторів пов'язана, насамперед, з поведінкою нульвимірних ( $0D$ ) систем, типу квантових точок, в яких електрони розподілені за дискретною системою енергетичних рівнів. Квантування енергетичних рівнів в таких наноструктурах приводить до появи цікавого ефекту – кулонівської блокади, яку розглянули вище.

Надійна робота одноелектронних транзисторів забезпечується двома факторами. По перше, для попадання електрона у квантову точку його потенціальна енергія повинна бути значно більшою за теплову енергію  $kT$ , з цього витікає, ємність квантової точки  $C \ll q^2/kT$ . По друге, опір тунельного переходу повинен бути значно більшим у порівнянні з квантом опору, який дорівнює  $25,8$  кОм. Ця умова витікає з принципу невизначеності Гейзенберга, який забороняє флуктуації електронів у квантовій точці. Одноелектронний нанотранзистор на основі ефекту кулонівської блокади працює аналогічно звичайному польовому транзистору, тому він повинен мати три електроди: виток, сток і затвор. Квантова точка виконує роль каналу, який з'єднаний з виток і стоком через тунельні переходи. Напругою на затворі регулюється потік електронів через точку. Електрод затвора при цьому повинен бути відділений від квантової точки ізолюючим матеріалом, щоб електрони не могли тунелювати через цей електрод. Оскільки електронний струм, який протікає від виток до стоку, регулюється затвором, то такий прилад може працювати як транзистор.

На рис. 6.1,а подано загальну схему одноелектронного нанотранзистора. Відповідно до неї еквівалентне електричне коло триполюсного приладу подано на рис. 6.1,б. Квантова точка з повним електричним зарядом  $Nq$ , який називають кулонівським островом, підключена до виток і стоку двома тунельними бар'єрами.

Кількість електронів в кулонівському острові визначається зовнішньою напругою  $U_3$ , яка подається через ємність затвора напівпровідникової структури, що додана для створення транзистора. Слід підкреслити, що через контакт затвора струм не протікає, він протікає лише через потенціальні бар'єри виток і стоку.

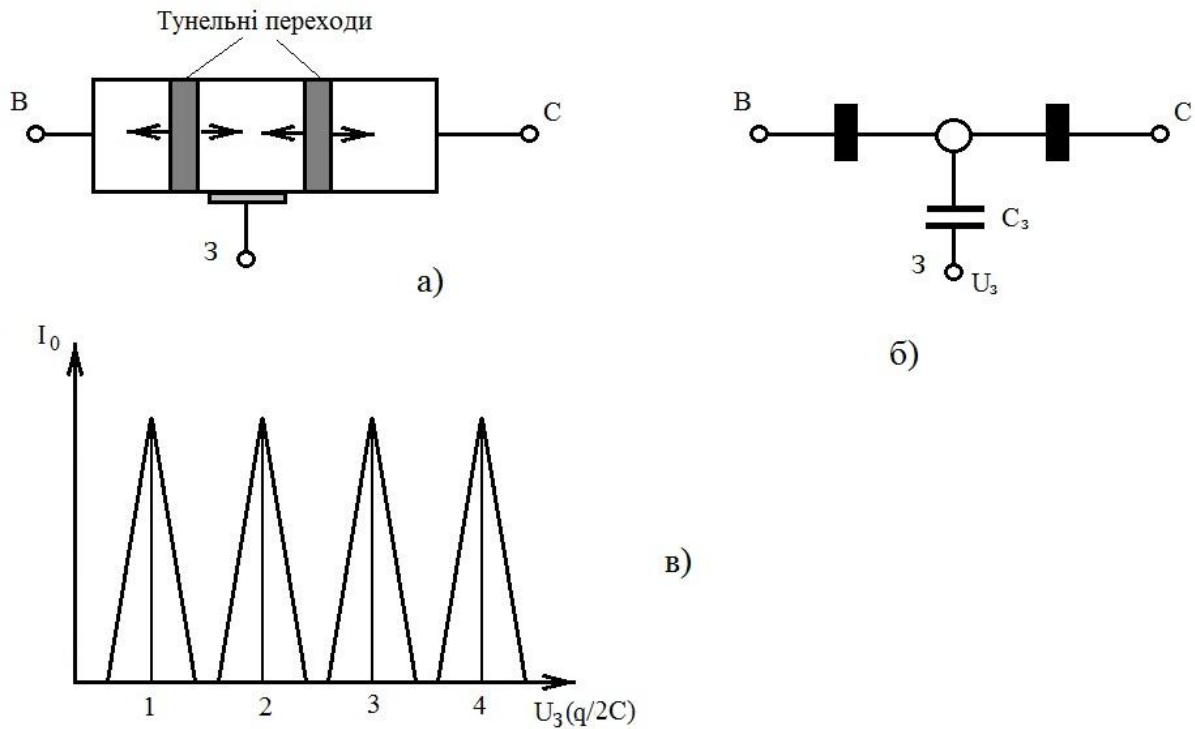


Рисунок 6.1 – Загальна структура одноелектронного транзистора (а); еквівалентна електрична схема (б); залежність струму від напруги на затворі (в) [1]

Вольт-амперна характеристика одноелектронного нанотранзистора визначається залежністю струму між виток і стоком від напруги  $U_3$  на затворі, коли вона неперервно зростає. Внаслідок цього утворюється заряд  $QU_3$  на протилежній обкладинці конденсатора, який компенсується тунелюванням одного електрона у квантову точку, що приводить до конкурентного механізму між індукованим зарядом і дискретним зарядом, який тунелює через бар'єри. Коливання струму між виток і стоком від зміни напруги на затворі подано на рис. 6.1,в. Відсутність струму між двома послідовними піками говорить про те, що кількість електронів у квантовій ямі не змінюється, тому у системі не виникає ніяких потоків носіїв заряду. Виходячи з періодичності піків напруги  $\Delta U$  (рис.6.1,в), яка визначається зміною кількості електронів, які вже є у квантовій точці на одиницю, тобто  $\Delta U = q / C$ , тому ємність квантової точки визначається вимірюванням різниці напруг між сусідніми піками.

На основі одноелектронних нанотранзисторів можна створити логічні схеми, які працюють як інвертори, що дозволяє замінити КМДН-транзистори. Інвертор являє собою пристрій, що перетворює логічну одиницю на нуль і навпаки. Схему інвертора подано на рис. 6.2,а.

Кожний тунельний бар'єр подано еквівалентною схемою, що складається з паралельного з'єднання опору і ємності з боку виток і стоку. Вихідна напруга пристрою  $U_0$  є періодичною функцією від вхідної напруги  $U_3$ ,

що показано на рис.6.2,б. Періодичність вихідної напруги визначається відношенням  $Q/C_3$ , а її амплітуда – величиною  $q(C_C + C_B + C_3)$ . Підсилення за напругою визначається відношенням  $K = C_3 / C_B$ , його теоретична величина досягає 10, оскільки  $C_3 \sim 1fF$ , а  $C_B \sim 0,1fF$ , проте в реальних пристроях коефіцієнт підсилення не перевищує 3 при низьких температурах. Теоретичне значення  $K$  досягається лише при температурі 0 К. Такі інвертори використовуються для створення різноманітних логічних схем як елементів пам'яті, що об'єднані з МДН-польовими транзисторами.

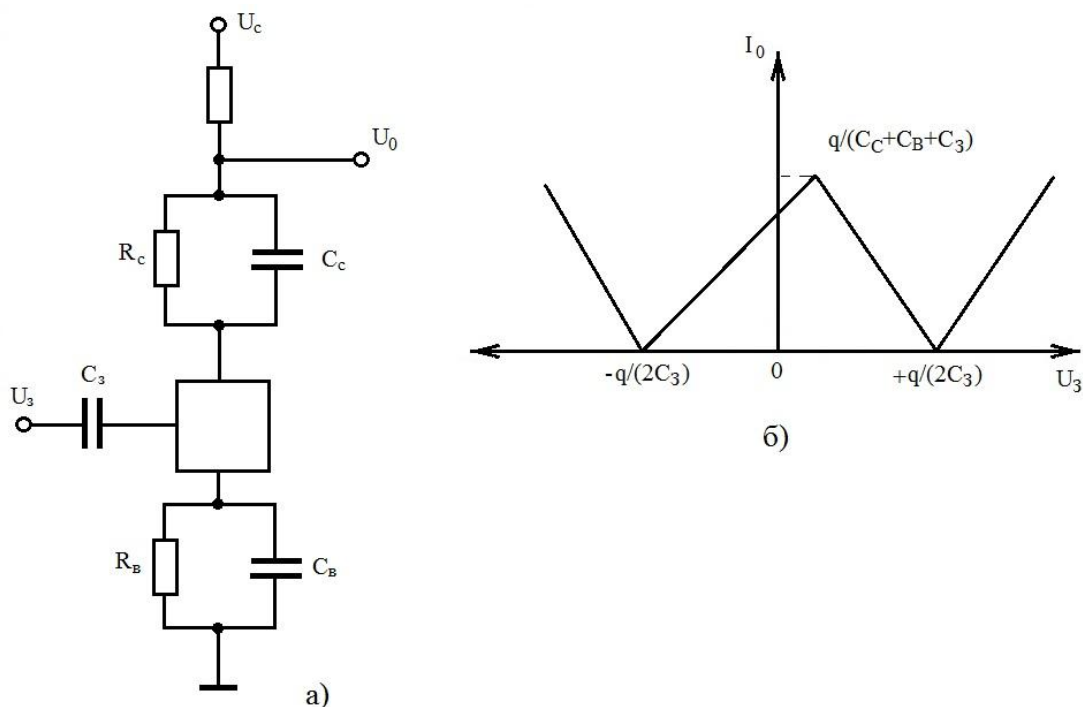


Рисунок 6.2 – Схема одноелектронного транзистора у вигляді інвертора (а); ідеальна характеристика перехідного процесу (б) [1]

Експериментальні дослідження характеристик провідності вуглецевих нанотрубок показали, що в них протікають процеси, які нагадують ефект кулонівської блокади, тому що на теперішній час створено транзистори на польовому ефекті на основі вуглецевих трубок, які використовуються для виробництва запам'ятовуючих пристроїв з накопиченням заряду на основі одно- або декількох електронних схем.

Польові транзистори на основі вуглецевих нанотрубок мають високу рухливість носіїв заряду, що складає  $10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , велику геометричну ємність і крутість. Експериментальні дослідження останніх років показали, що польові транзистори на основі одностінних нанотрубок можна використовувати для створення логічних пристроїв, які мають при кімнатних температурах коефіцієнт підсилення більше 10 і відношення рівнів струмів в положеннях "вмикання–вимикання" вище, ніж  $10^5$ . Транзисторні схеми на основі вуглецевих нанотрубок можуть виконувати не тільки дискретні ло-

гічні операції, але і операції запам'ятовування з довільною вибіркою, працювати як кільцеві генератори.

**Одноелектронна пастка.** Різноманітні електронні пристрої можна отримати при збільшенні кількості тунельно-зв'язаних острівців. Одним з таких приладів є одноелектронна пастка. Головна властивість даного приладу – це бістабільна або мультистабільна внутрішня зарядова пам'ять, тобто у межах визначеної напруги  $U$ , яка прикладається до затвора, найближчий до затвора острівець може бути в одному, двох і більше зарядових станах.

**Генератори.** Одноелектронні транзистори можна використовувати для генерування вузькополосних сигналів з частотою  $f = I / q$ , яка пропорційна постійній напрузі.

**Стандарти постійного струму.** Одноелектронний прилад може бути використано як стандарт постійного струму. Принцип його роботи лежить на основі стабілізації фази одноелектронних коливань за допомогою зовнішнього високочастотного джерела з характерною частотою  $f$ . Стабілізація фази забезпечує передачу певної кількості  $n$  електронів за період зовнішнього високочастотного сигналу, і таким чином, генерацію постійного струму, який фундаментально пов'язаний з частотою рівнянням  $I = nqf$ .

**Проблеми і обмеження.** Головною перевагою одноелектронних приладів в порівнянні з відомими біполярними і польовими транзисторами є низьке енергоспоживання, мінімальні розмірні розширені функціональні можливості. Проте потрібно знати і їх недоліки. По перше, працездатність одноелектронних транзисторів звичайно обмежена областю низьких температур. По друге, одноелектронні транзистори мають високий імпеданс через високий опір тунельних переходів. По третє, напруга виток-сток повинна бути менша, ніж амплітуда напруги затвора. По четверте, певні труднощі у відтворюваності характеристик одноелектронних транзисторів, які виникають з появою неконтрольованого заряду поблизу острівця. Такий заряд виникає внаслідок захоплення хоча б одного домішкового атома діелектричним оточенням острівця. Заряд домішки поляризує острівець і змінює умови для кулонівської блокади у ньому [1–4].

## 6.2 Транзистори з резонансним тунелюванням

Об'єднання діодів з тунельним резонансним ефектом з біполярними транзисторами, польовими транзисторами і транзисторами на гарячих електронах дозволяє створювати більш складні пристрої, які отримали назву транзисторів з резонансним тунелюванням (*RTT*) [1, 3]. Розгляд роботи таких пристроїв можна почати з біполярних транзисторів, в яких діоди з резонансним тунелюванням додані до емітерного переходу. В цьому випадку резонансний струм визначається напругою  $U_{EB}$  між емітером і базою,

тому струм колектора таких приладів дуже подібний на відповідній характеристиці діодів з тунельним резонансом (рис. 6.3).

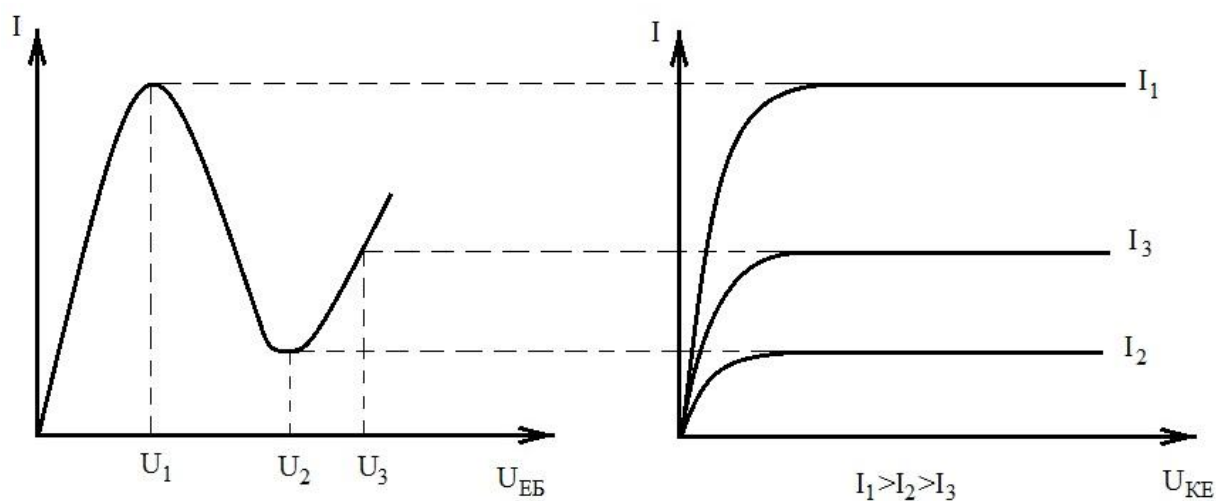


Рисунок 6.3 – Залежність струму колектора в транзисторі з резонансним тунелюванням від напруги база-емітер (а); від напруги колектор-емітер (б)

На рис.6.3,б подано залежність струму колектора від напруги  $U_{KE}$  колектор-емітер. Як видно з рисунка, вихідна вольт-амперна характеристика являє собою чергу областей з позитивною і негативною крутістю, перехід між якими регулюється зміною напруги між базою і емітером.

Діод з резонансним тунелюванням на основі гетероструктури може бути підключено між емітером і базою транзистора на гарячих електронах (*HEТ*). В цьому випадку гетероструктура інжектує значні струми при виконанні умови резонансу. Розташування резонансного рівня відносно емітера регулюється напругою  $U_{EB}$ , що подається на базову область (рис. 6.4).

Підвищення напруги  $U_{EB}$  до значень, які відповідають резонансному тунелюванню, приводять до максимальної величини струму колектора  $I_K$  на виході транзистора. При подальшому зростанні напруги  $U_{EB}$  струм починає зменшуватися і приймає мінімальні значення, які відповідають напрузі у долині на спадній ділянці вхідної вольт-амперної характеристики транзистора. Таким чином, вихідні характеристики транзистора також мають області від'ємного диференціального опору, проте на відміну від звичайних транзисторів на гарячих електронах, резонансні структури дозволяють інжектувати електрони в дуже вузькому енергетичному діапазоні ( $\sim 1$  меВ), що приблизно на порядок перевищує відповідні параметри для транзисторів з високою рухливістю електронів (*HEMT*).

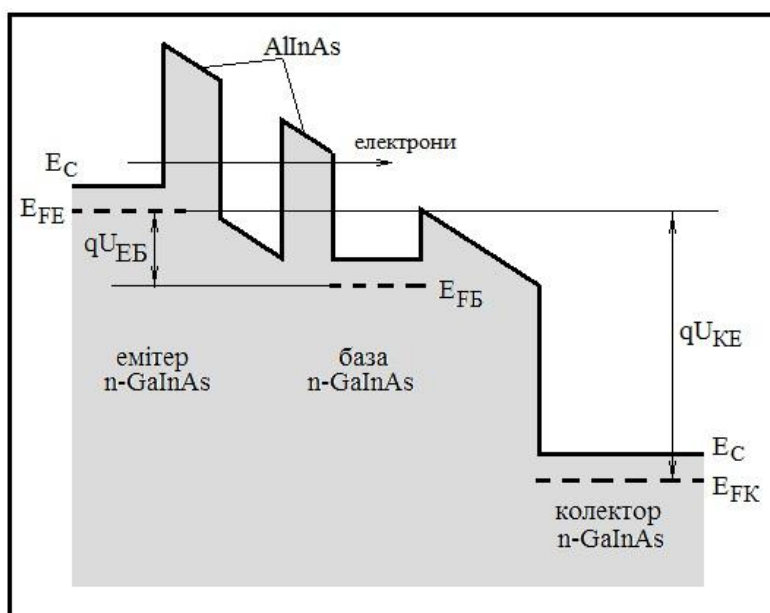


Рисунок 6.4 – Схематична діаграма енергетичних рівнів електронів в транзисторах з резонансним тунелюванням [1, 3]

На рис. 6.5 подано енергетичну діаграму біполярного транзистора  $AlGaAs-GaAs$ , в якому до виводу бази підключено діод з резонансним тунелюванням. Квантова яма між двома потенціальними бар'єрами виконує особливу роль, тому що вона має декілька квантових рівнів. Відповідно у колекторному струмі такого приладу з'являються декілька піків, на відміну від одного піку для структур, що подані на рис. 6.4.

Транзистори з резонансним тунелюванням (*RTT*) дозволяють створювати багато нових приладів, особливо в області цифрової мікроелектроніки на основі відповідних залежностей вихідних вольт-амперних характеристик. Наприклад, якщо створити послідовне коло з декількох приладів з резонансним тунелюванням, то можна вибрати області стабільних станів приладу, які відповідають точкам перетину прямої навантаження з кривими вихідних вольт-амперних характеристик тунельного приладу. Якщо таких областей дві, то утворюється елемент бінарної логічної схеми. У випадку квантової ями з декількома енергетичними рівнями, кількість стабільних станів буде дорівнювати кількості піків. Такі дискретні підсилювачі дозволяють створювати логічні вентиля із значно меншою кількістю елементів, ніж при використанні звичайних транзисторів. Наприклад, при використанні одного біполярного транзистора з резонансним тунелюванням і двох класичних транзисторів можна створити схему підсумовування, для побудови якої потрібно приблизно 40 транзисторів. Це дозволяє значно підвищити щільність розташування елементів створюваної схеми та її швидкодію.



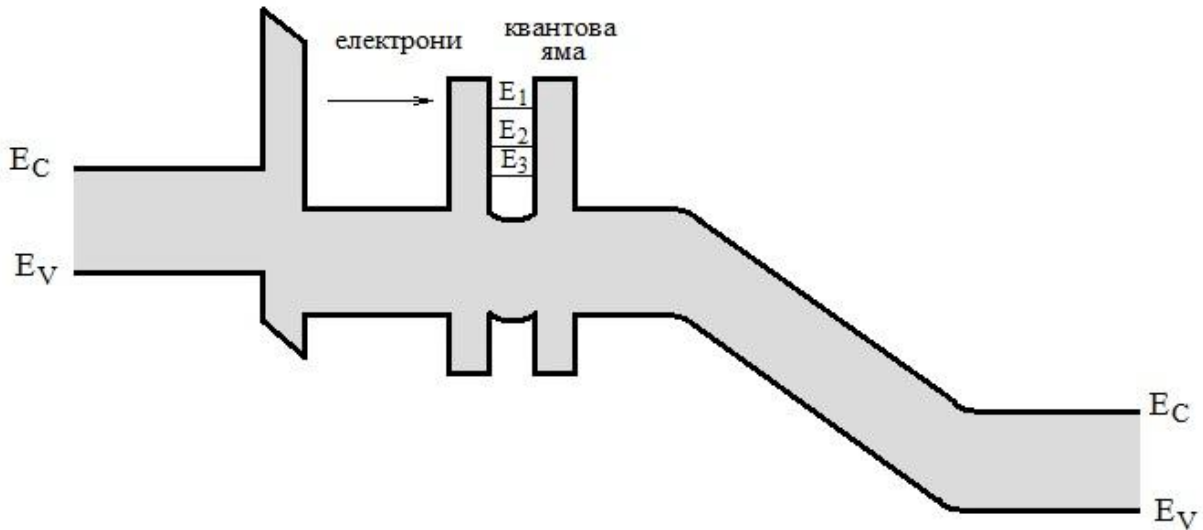


Рисунок 6.5 – Енергетична діаграма транзистора з резонансним тунелюванням з квантовою ямою у базовій області

### 6.3 Модуляційно-леговані транзистори

Існування квантової ями дуже малих розмірів, яка сформована у гетеропереходах структури  $AlGaAs - GaAs$ , приводить до квантування рівнів енергії, які відповідають руху електронів у напрямку, перпендикулярному до поверхні поділу, при цьому рух електронів у площині, паралельній поверхні поділу практично відповідає руху вільних частинок. Рухливість електронів у цій площині може бути дуже високою, оскільки електрони, які виникли у шарі  $AlGaAs$ , поступають у нелегований шар  $GaAs$ , де відсутнє розсіювання на домішкових атомах і вони можуть рухатися паралельно поверхні поділу цілком вільно під дією електричного поля. На початку 80-х років минулого століття почали створювати польові транзистори з високою рухливістю носіїв заряду ( $HEMT$ ), які ще називають польовими транзисторами з модульованим легуванням ( $MODFET$ ), оскільки в них використовують модульовано-леговані гетеропереходи [1–4, 6].

Модульовано-леговані польові транзистори ( $MODFET$ ), які мають високі технічні параметри, що досягнуті при використанні квантової поведінки електронів, які локалізуються у нанометрових квантових ямах, з розмірами меншими, ніж довжина хвилі де Бройля.

Польові транзистори на гетеропереходах мають шарову структуру, яка дозволяє створювати двовимірний електронний газ з високою рухливістю. На рис. 6.6,а подано переріз модульовано-легованого транзистора.

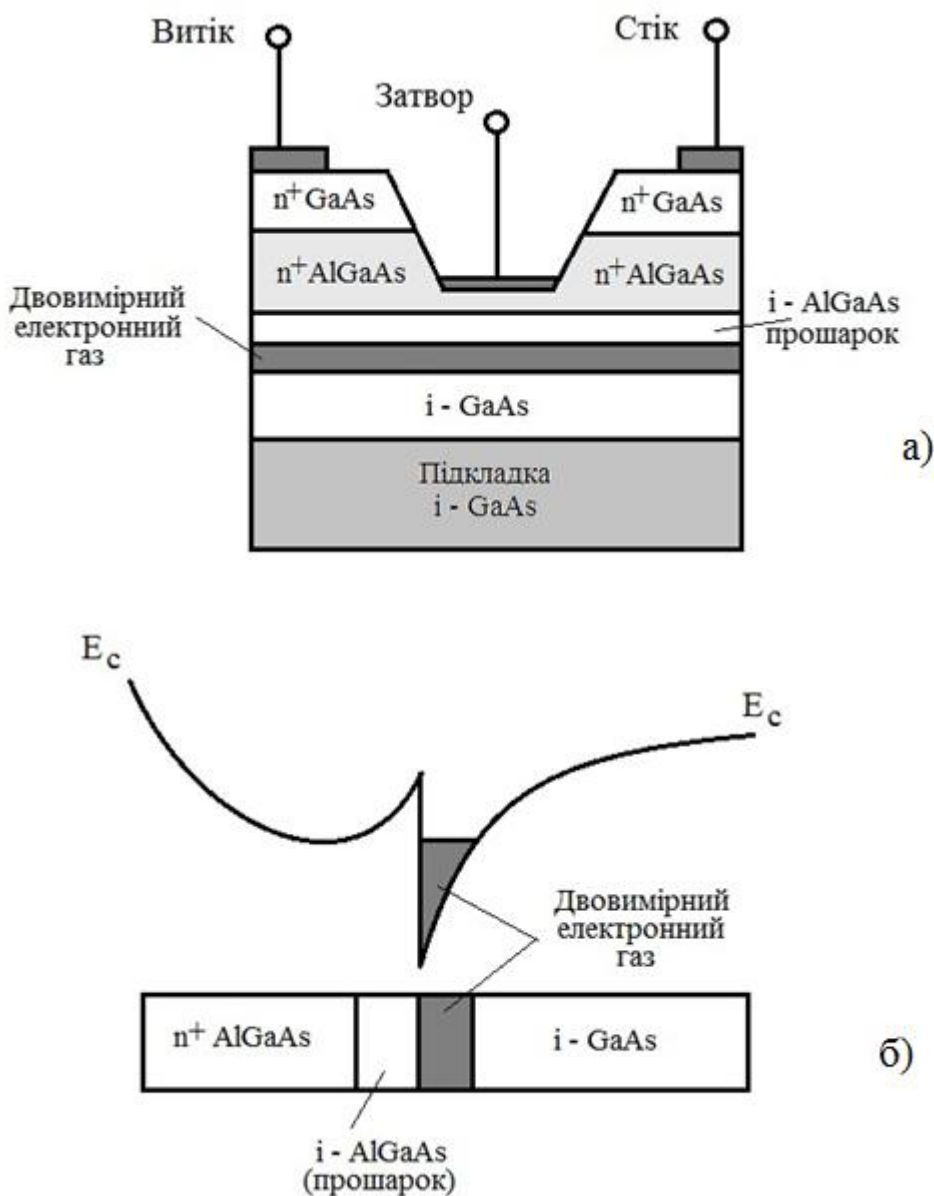


Рисунок 6.6 – Структура модульованого-легованого польового транзистора (а); схематична будова зони провідності, в напрямку перпендикулярному до поділу структури (б)

Енергетична діаграма зони провідності у напрямку, перпендикулярно до структури, подано на рис. 6.6,б. Характерною особливістю транзисторів такого типу є квантова яма для електронів, яка утворена між *n*-легованим шаром напівпровідника *AlGaAs* і шаром звичайного нелегованого *GaAs*. Квантова яма в такій структурі утворюється на поверхні поділу, тому що ширина забороненої зони у *AlGaAs* ( $E_g=2$  еВ) значно перевищує ширину забороненої зони у *GaAs* ( $E_g=1,41$  еВ). Ширина такої трикутної квантової ями складає біля 8нм, тобто є настільки тонкою, що електронний газ утворює двовимірну систему. На рис.6.6,б показано лише один енергетичний рівень. Прошарок з нелегованого *AlGaAs* вводиться в структуру для того, щоб ще більше віддалити провідний канал від шару *AlGaAs*

p-типу, де генеруються носії заряду, і тим самим підвищити рухливість електронів внаслідок ослаблення взаємодії з іонізованими домішковими донорами. Типова величина такого прошарку складає біля  $50 \text{ \AA}$ .

Структура *MODFET* на рис.6.6, а дуже схожа на польові МДН-транзистори, у яких потенціальна яма для електронного каналу також розташована на поверхні поділу структури *Si-SiO<sub>2</sub>*. Звичайний режим роботи польових транзисторів з високою рухливістю носіїв заряду схожий на режим роботи польових МДН-транзисторів, у яких потік електронів рухається від витоків до стоків і модулюється під дією прикладеної напруги до затвора.

На теперішній час модульовано-леговані транзистори домінують на ринку малошумних приладів, оскільки вони здатні працювати в дуже широкому діапазоні частот: від мікрохвильових до частот біля 100 ГГц. В новітніх гетероструктурах *AlGaAs-InGaAs-GaAs* більш ефективна квантова локалізація електронів у ямах, ніж у гетеропереходах *AlGaAs-GaAs*, а також електрони рухаються в шарі *InGaAs* з більш високою швидкістю насичення, ніж у *GaAs*. Крутість такого транзистора досягає значень 100 мС/мм, частота відсічки дорівнює 100 ГГц, а рівень шумів складає 2 дБ. Такі високі характеристики досягаються за рахунок зменшення відстані затвор-канал внаслідок більш різких бар'єрів і зниження паразитних ємностей системи. Модульовано-леговані польові транзистори за своїми параметрами перевищують інші прилади при підсиленні сигналів у мікрохвильовому діапазоні, аж до частот 300 ГГц, що приблизно у шість разів перевищує за швидкістю кращі транзистори, які виготовляють за МДН-технологією.

#### **6.4 Біполярні транзистори на гетеропереходах**

Гетероперехідні біполярні транзистори повинні забезпечувати максимальне значення коефіцієнта підсилення  $\beta$  при максимально високих робочих частотах. Максимальна робоча частота залежить від багатьох факторів, у число яких входять геометричні розміри і ступені легування областей емітера, бази і колектора. Для збільшення величини  $\beta$  необхідно, щоб коефіцієнт передачі за струмом в схемі із загальною базою і коефіцієнт інжекції  $\gamma$  були максимально близькі до одиниці. Ці вимоги можна задовольнити при умові на багато більшого легування емітера відносно бази, проте слід враховувати, що високий ступінь легування напівпровідника зменшує в ньому ширину забороненої зони. Наприклад, при ступені легування  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  ширина забороненої зони зменшується на 14 %, що приводить до зменшення коефіцієнта інжекції носіїв заряду з області емітера в область бази. Для підвищення значень коефіцієнта інжекції В. Шоклі запропонував виготовляти емітер біполярного транзистора на основі напівпровідників з більш широкою забороненою зоною, що повинно було змен-

шити кількість носіїв заряду, які інjektуються з базової області в емітер. На рис.6.7, а, б показано різницю, яка виникає в зонній структурі n-p-n транзисторів з гомо- і гетеропереходами [1, 3].

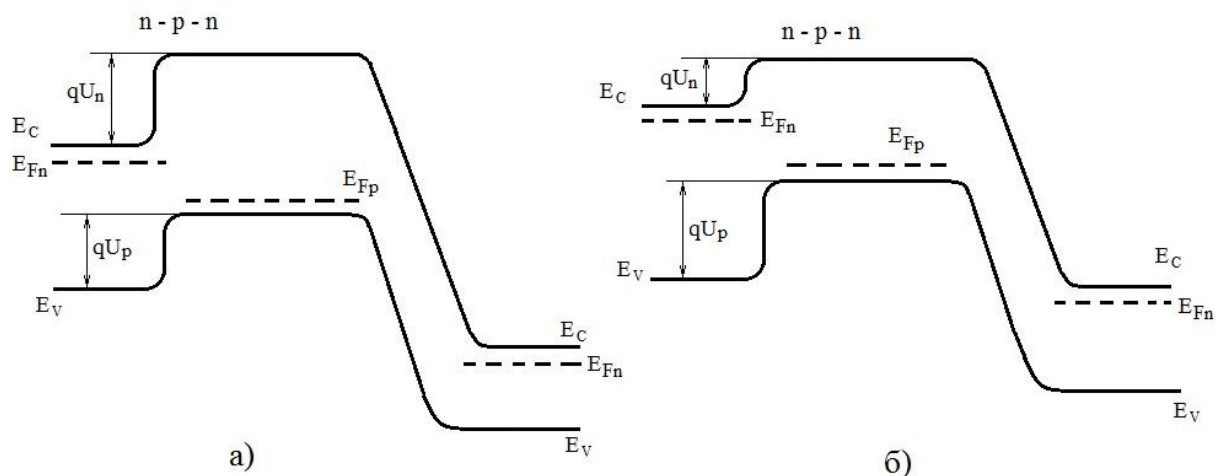


Рисунок 6.7 – Енергетична діаграма транзисторів з гомопереходами (а); енергетична діаграма гетероперехідного біполярного транзистора (б)

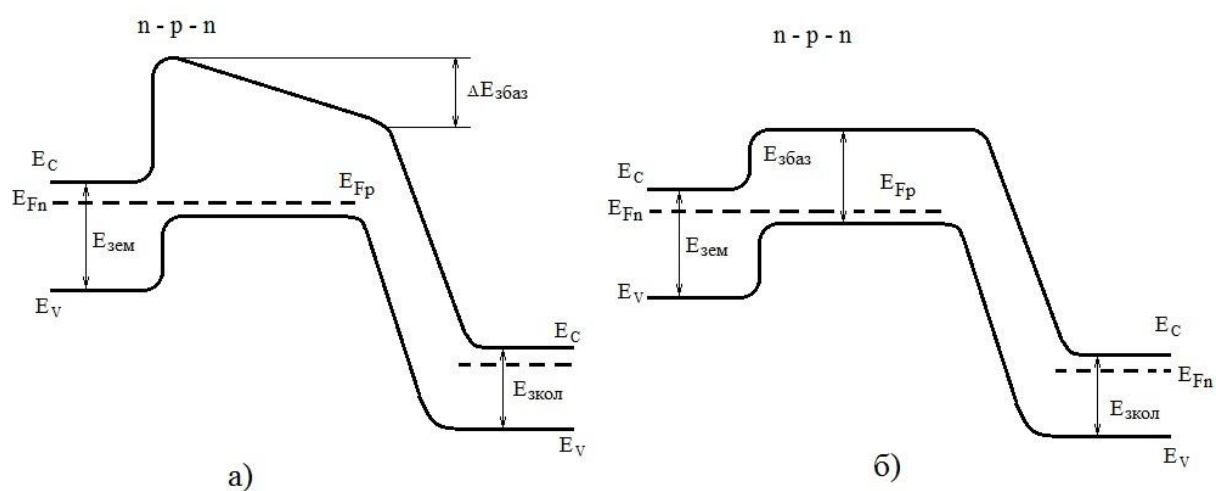


Рисунок 6.8 – Гетероперехідний біполярний транзистор з базою змінної ширини забороненої зони (а); подвійний гетероперехідний біполярний транзистор з широкою забороненою зоною напівпровідника в області емітера і колектора (б)

Слід відмітити, що в гетеропереходах (рис.6.6,б) ширина забороненої зони емітера перевищує ширину забороненої зони бази, внаслідок чого бар'єр для інжекції електронів з емітера в базу ( $qU_n$ ) виявляється нижчим, ніж відповідне значення для дірок ( $qU_p$ ), що приводить до значного підвищення коефіцієнта  $\beta$ .

Навіть невелика зміна висоти бар'єра може дуже сильно впливати на процес інжекції, який описується квазіекспоненціальною залежністю від висоти бар'єра. Дійсно, величина коефіцієнта  $\beta$  пропорційна концентрації

легуючих домішок в емітері і базі, а також складовій  $\exp(\Delta E_g / kT)$ , де  $\Delta E_g$  – різниця між більшою шириною забороненої зони в емітері і меншою – у базі. При кімнатних температурах, коли  $kT \sim 0,026$  еВ, невелика різниця у значеннях  $\Delta E_g$  дозволяє значно змінити величину коефіцієнта  $\beta$ . Це дозволяє вважати, що на основі гетероперехідних біполярних транзисторів можна створювати прилади з високим ступенем легування бази, малим опором бази і малим часом прольоту електронів через базу. Окрім того, для зменшення паразитної ємності емітер–база можна навіть зменшити ступінь легування бази. Одночасне зменшення опору бази і ємності емітер–база дозволяє значно підвищити високочастотні характеристики гетероперехідних біполярних транзисторів.

Другою важливою особливістю гетеропереходів є можливість створення гетероперехідних біполярних транзисторів з базою змінного складу, в яких ширина забороненої зони поступово зменшується від емітера до колектора (рис.6.8,а). У такій системі створюється внутрішнє електричне поле, яке прискорює електрони при проходженні базової області і тим самим підвищує швидкодію транзистора. У випадку, коли область колектора також виготовлена з напівпровідника з широкою забороненою зоною, як показано на рис.6.8,б, значно зростає пробивна напруга переходу база–колектор. Окрім того, такі структури отримали назву двох гетероперехідних біполярних транзисторів (*DHBT*), дозволяють міняти місцями емітер і колектор, що розширяє їх функціональні можливості. Гетероперехідні біполярні транзистори (*HBT*) створюються на основі сполук  $A^3B^5$ , що обумовлено гарними характеристиками гетеропереходів в структурах *AlGaAs–GaAs* і високою рухливістю електронів. Типові *HBT* мають довжину бази біля 50 нм і є високолегованими ( $10^{19}$  см<sup>-3</sup>), їх робоча частота складає біля 100 ГГц. Подальше підвищення робочих частот пов'язано з використанням гетеропереходів в системах *InGaAs–InAlAs* і *InGaAs–InP*, що дозволяє отримувати робочі частоти до 200 ГГц. Дуже цікавою особливістю таких транзисторів на основі сполук  $A^3B^5$  є те, що вони легко інтегруються у схему, яка складається з електронних і оптоелектронних приладів. На цій основі почалось виробництво оптоелектронних інтегральних схем (*OEIC*), які включають в себе напівпровідникові лазери, що було неможливим у рамках звичайних кремнієвих технологій.

Другим перспективним напрямком створення гетероперехідних біполярних транзисторів є сполуки на основі *SiGe*, в яких гетеропереходи можуть бути сформовані внаслідок того, що ширина забороненої зони у кремнію дорівнює 1,12 еВ, а у германію – 0,66 еВ. Транзистори з гетероструктурами *SiGe–Si* були розроблені наприкінці 20 століття, тобто значно пізніше приладів на основі сполук  $A^3B^5$ . Це пояснюється тим, що не було зроблено технології епітаксійного вирощування сполук *SiGe*. Для виготовлення транзисторів *Si–SiGe* необхідно, щоб у такій структурі після кремнієвої області емітера була розташована область бази *SiGe*, у якій ширина

забороненої зони значно менша, ніж у  $Si$ . Це дозволяє створювати в області бази відносно високу концентрацію легуючих домішок, що забезпечує високу робочу частоту транзисторів, яка дорівнює робочим частотам приладів на основі сполук  $A^3B^5$ . Частота відсічки промислових гетероперехідних біполярних транзисторів перевищує 100 ГГц. Такі високі частоти відсічки пов'язані з використанням структур з механічними напруженнями, що дозволяє змінювати енергетичну структуру в напружених шарах, що приводить до зменшення ефективної маси носіїв заряду, при цьому їх рухливість зростає на 60 %. На теперішній день технологія дозволяє створення базових областей з плавною зміною складу  $x$  в сполуках  $Ge_xSi_{1-x}$ . Нахил енергетичної зони, який виникає внаслідок зміни ширини забороненої зони уздовж базової області, створює дуже високі значення ( $\sim 10$  кВ/см) вбудованого електричного поля, що дозволяє різко зменшити час проходження електронами базової області. Гетероперехідні біполярні транзистори на основі  $SiGe$  працюють при більш високих потужностях, ніж МДН-транзистори, вони мають більш високі робочі частоти і менший рівень шумів [1].

## 6.5 Транзистори на гарячих електронах

В сильних електричних полях електрони при своєму русі отримують додаткову енергію, тому їх енергія може значно перевищувати енергію, яка відповідає тепловій рівновазі системи. В тривимірній системі напівпровідників середня кінетична енергія електронів у зоні провідності дорівнює  $3/2kT_e$ , де  $T_e$  температура електронів. З цього співвідношення витікає, що для двовимірного електронного газу числовий коефіцієнт дорівнює одиниці. В напівпровідниковому кристалі при тепловій рівновазі температура електронів повинна збігатися з температурою кристала, проте в нерівноважних системах, наприклад, у зовнішніх електричних полях, які здатні прискорювати електрони до дуже високих енергій, кінетична енергія електронів досягає дуже високих значень, тому електронна температура  $T_e$  значно перевищує температуру кристалічної ґратки. Такі електрони, які далекі від стану термодинамічної рівноваги, отримали назву гарячих електронів [1, 3, 6].

Гетеропереходи між напівпровідниками з різною шириною забороненої зони дозволяють генерувати гарячі електрони, які мають значну кінетичну енергію, внаслідок розриву енергії  $\Delta E_c$  зони провідності при переході від напівпровідника з широкою зоною до напівпровідника з вузькою зоною. В гетеропереходах  $AlGaAs - GaAs$  величина  $\Delta E_c$  змінюється від 0,2 до 0,3 еВ, що приблизно у 10 разів вище значення  $kT$  (0,026 еВ), тому швидкість електронів складає  $10^8$  см/с. Окрім цього, промінь електронів, що пересікає область переходу, прискорюється під дією електричного поля і рухається перпендикулярно до поверхні поділу. Цей ефект отримав назву ін-

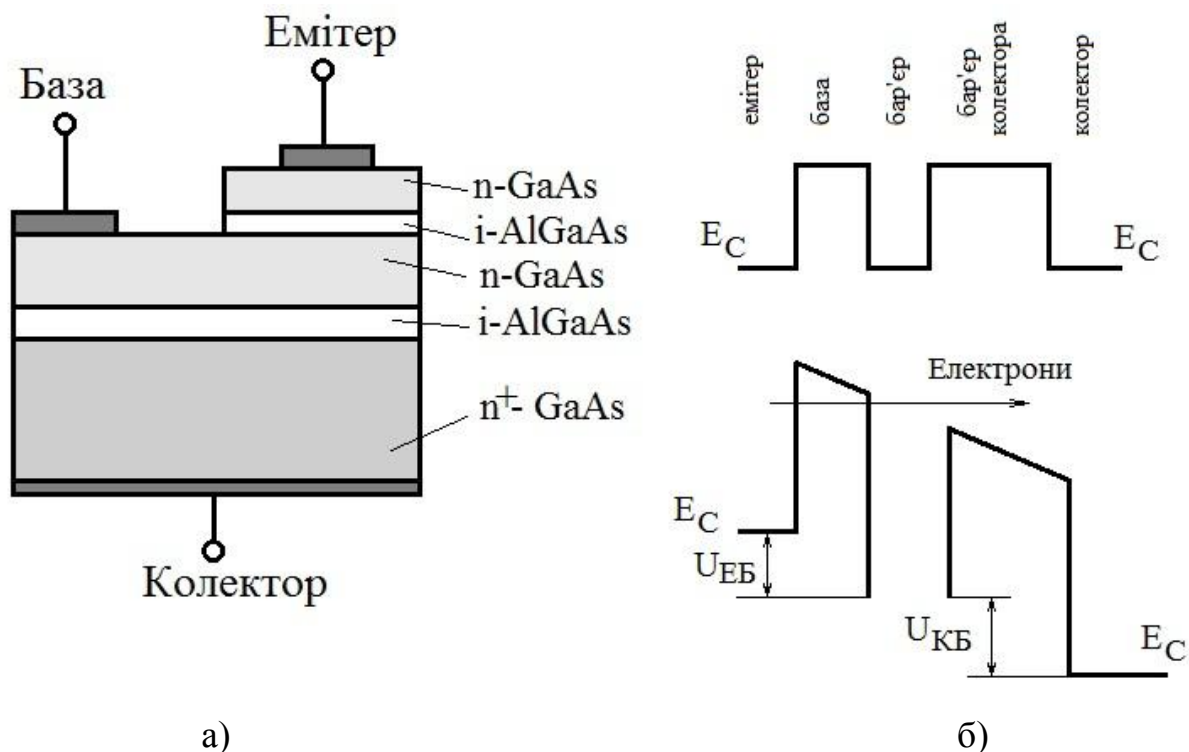
жекції електронів з гетеропереходу, при цьому промінь електронів концентрується у вигляді конуса з кутовою апертурою  $10^\circ$ . Для відбору найбільш високоенергетичних електронів із заданого розподілу необхідно формувати тонкі потенціальні бар'єри в зоні провідності напівпровідникових структур, які допускають ефективне тунелювання. В цьому випадку можна досягти того, що енергія буде майже однаковою для всіх електронів.

Ідея створення на цій основі транзисторів на гарячих електронах була запропонована ще на початку 60-х років минулого століття, проте здійснити її стало можливим через декілька десятиліть, коли була розроблена технологія напівпровідникових структур з використанням молекулярно-променевої епітаксії (МВЕ), що дозволила створювати високоякісні гетеропереходи  $AlGaAs - GaAs$ .

На рис.6.9,а схематично подано типову структуру транзистора на гарячих електронах, яка складається з області емітера  $n^+GaAs$ , дуже тонкого бар'єра  $AlGaAs(50 \text{ \AA})$ , базової області  $GaAs(1000 \text{ \AA})$  і колектора з  $n^+GaAs$ .

При подачі на колектор позитивної напруги починається інжекція гарячих електронів з емітера шляхом тунелювання через тонкий бар'єр  $AlGaAs$ , оскільки на базі формується позитивне зміщення відносно емітера (рис. 6.9, б). При цьому ефективна товщина бази може бути змінена різницею напруг між емітером і базою  $U_{EB}$ . Швидкість інжекттованих електронів складає  $5 \cdot 10^8$  см/с, що значно вище, ніж в будь-яких інших типах транзисторів, при цьому електронний промінь зібрано у конус з кутом приблизно  $6^\circ$ . Коефіцієнт передачі за струмом у схемі із загальною базою досягає майже одиниці при максимальному зниженні процесів розсіювання електронів у базі і відбиття їх від бар'єра колектора. Час прольоту електронів через базу складає декілька фемтосекунд, проте час подолання бар'єру колектора потрібно зменшувати, оскільки він залишається відносно великим. Для зменшення часу подолання бар'єра колектора потрібно зменшувати висоту бар'єра, проте це приводить до зростання струмів витоку.

Для покращення часу прольоту транзисторів на гарячих електронах потрібно зменшувати розміри приладів, насамперед за рахунок зменшення товщини областей просторового заряду. Це можна зробити при підвищенні рівня легування напівпровідника, однак при цьому відбувається дифузія атомів легуючих домішок з утворенням складних хімічних сполук, що приводять до зміни хімічного складу матеріалів. Для подолання таких недоліків було запропоновано замінити матеріал бази напівпровідника на метал, який не забруднює структуру і його атоми не мігрують. Таким чином, було створено транзистор з металевою базою (МВТ), у яких базова область сформована з матеріалу типу силіциду кобальту  $CoSi_2$ , який має високу провідність, подібну до металів, і хімічно сумісний з кремнієвою технологією.



а)  
 б)  
 Рисунок 6.9 – Структура транзистора на гарячих електронах (а); енергетична діаграма для зони провідності при позитивній напрузі на колекторі (б) [1]

Відомо, що швидкодія біполярних транзисторів обмежується низькою рухливістю дірок, тому перевагою транзисторів на гарячих електронах є те, що вони являють собою уніполярні прилади, які можуть працювати на більш високих частотах. На рис.6.9 подано структури найбільш поширених транзисторів на гарячих електронах.

На рис.6.9,а подано енергетичну діаграму зони провідності транзистора з гетероструктурою типу метал-оксид-метал-оксид-метал при позитивному зміщенні між електродами емітер-база і база-колектор. З правої сторони (рис. 6.10,б) подано більш просту енергетичну діаграму транзистора з металевою базою. Транзистор утворено на основі гетероструктури  $Si - CoSi_2 - Si$ , в якій перехід Шотткі зміщено у прямому напрямку. Внаслідок цього електрони можуть подолати емітерний бар'єр за рахунок термоелектронного ефекту. Область бази зроблена з  $CoSi_2$ , який добре суміщається з параметрами ґратки кремнію, що забезпечує високу якість поверхні поділу і одночасно має високу стійкість до електроміграції. В таких транзисторах гарячі електрони рухаються через базу балістичним шляхом, тобто без розсіювання, оскільки довжина їх вільного пробігу значно перевищує ширину базової області.



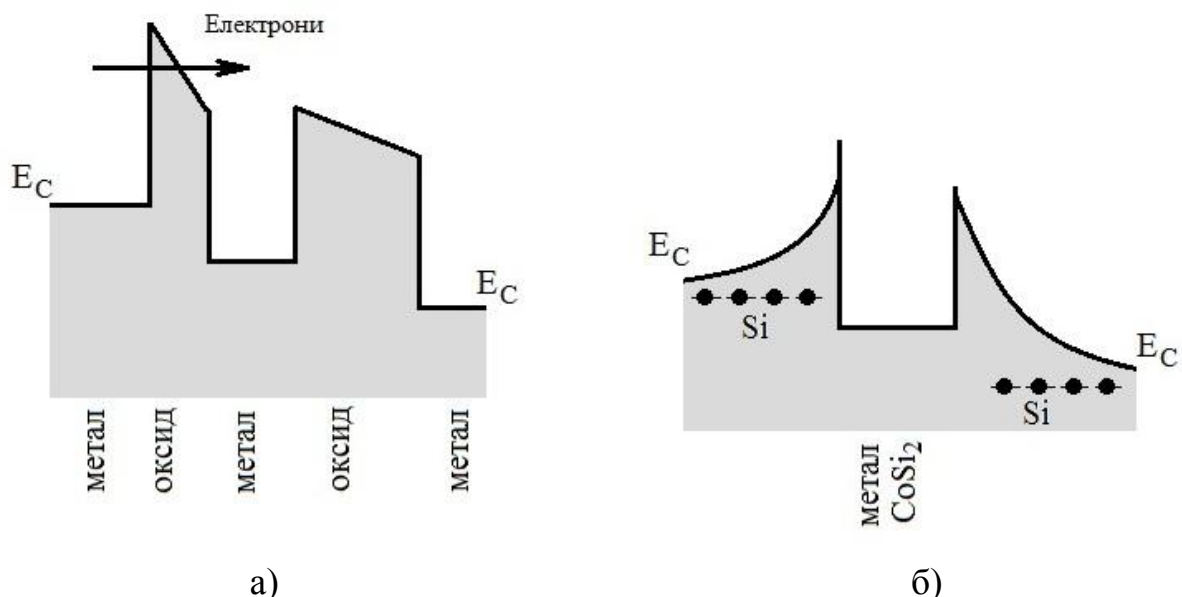


Рисунок 6.10 – Енергетична діаграма балістичного транзистора на основі гетероструктури метал-оксид-метал-оксид-метал (а); енергетична діаграма гетероструктури на основі  $Si - CoSi_2 - Si$  з металевою базою (б)

## 6.6 Спінтронні прилади

Спінові ефекти виникають тоді, коли в матеріалі з'являється спіновий дисбаланс заселеності рівня Фермі. Такий дисбаланс присутній у ферромагнітних матеріалах, в яких щільності вакантних станів для електронів з різними спінами практично однакові, проте ці стани суттєво різняться за енергією. Енергетичний зсув приводить до заповнення дозволених зон електронами з певним спіном і до появи у матеріалі власного магнітного моменту (намагніченість). Заселеність енергетичних зон електронами з різним спіном визначає як спінову поляризацію інжектованих з такого матеріалу електронів, так і особливість транспорту носіїв заряду через нього.

Два основних ефекти, а саме: гігантський магнітоопір і тунельний магнітоопір є наслідком особливостей транспорту носіїв заряду, що контролюється спіном електронів в нанорозмірних структурах. Ці ефекти складають основу нового напрямку в науці і техніці, які отримали назву спінтроніка [2, 3]. Метою спінтроніки є створення елементів електронної обробки інформації з використанням як носіїв інформації заряду електрона, так і його спіну. Можливість контролювати і керувати спіновими станами в твердих тілах являють також значний інтерес для практичної реалізації ідей квантових обчислень, які обіцяють революційний прогрес в розвитку інформаційних систем.

Інтерес до спінтронних електронних приладів викликано тим, що по перше, вони як очікується, повинні мати кращі властивості у порівнянні з їх звичайними напівпровідниковими аналогами. По друге, як вважається, вони забезпечать базу для реалізації квантових обчислень і основаних на них квантових комп'ютерів.

**Гігантський магнітоопір.** Багатошарові тонкоплівкові структури, які складені з шарів немагнітного матеріалу між протилежно намагніченими феромагнітними матеріалами, демонструють значну зміну опору при розташуванні їх у магнітному полі. Це явище називають ефектом гігантського магнітоопору. Ефект спостерігається, коли електричний струм пропускають як у площині цих шарів, так і перпендикулярно до них.

Для прикладу розглянемо тонкоплівкову структуру з плоскою паралельною геометрією протікання струмів для спостереження ефекту гігантського магнітоопору. Феромагнітні шари з протилежною намагніченістю можна отримати осадженням в магнітних полях, які мають протилежну орієнтацію. При відсутності магнітного поля опір, який вимірюється струмом, що проходить у площині шарів, буде найбільший, коли магнітні моменти у шарах, які чергуються, протилежно направлені. При цьому електрони із спіном, який відповідає намагніченості одного шару, не можуть рухатися у матеріалі з протилежною намагніченістю, оскільки в ньому відсутні сприятливі для них енергетичні стани. Це приводить до відбивання електронів від границі таких шарів і спонукає струм протікати всередині звужених каналів.

З підвищенням напруженості зовнішнього магнітного поля магнітоопір поступово зменшується. Це пов'язано з тим, що магнітне поле, яке має тенденцію вирівнювати моменти магнітних паралельних шарів, повинно подолати обмінний зв'язок, який віддає перевагу антипаралельному розташуванню моментів (для даної товщини немагнітного шару). Повна вибудова магнітних моментів в одному напрямку досягається лише в області насичення, яка дорівнює за величиною полю обмінного зв'язку. Це відповідає мінімальному опору структури.

**Спін-залежне тунелювання.** Одна із складних задач при розробці спітронних приладів – це контроль спінової поляризації електронного струму. Щоб повністю контролювати ступінь вільності спіну в напівпровідниках, бажано конструювати інтегральні елементи або прилади, які можуть ефективно інжектувати і розпізнавати електрони з певним спіном. Таким чином, практичне значення мають напівпровідникові структури з високим коефіцієнтом спін-інжекції, великим часом спін-релаксації в напівпровіднику, спін-орієнтацією, яка регулюється напругою затвору, і великою спінчутливістю до детектування носіїв заряду з певним спіном. Окрім того, спін-інжекція і детектування являють можливий механізм запису і зчитування даних в напівпровідникових квантових точках, які є необхідною складовою квантових комп'ютерів.

**Ефект Кондо.** Згідно із класичним поданням електричний опір металів зменшується із зниженням температури, тому що електрони все менш і менш розсіюються тепловими коливаннями кристалічної ґратки. Існує три можливих випадків поведінки опору в області низьких температур. Опір більшої частини чистих матеріалів, наприклад, *Cu*, *Au*, *Al* зменшується із зростанням температури до тих пір, поки не буде досягнуто деякої залиш-

кової температури. Деякі метали такі, як *Pb*, *Nb*, при зниженні температури стають надпровідними, оскільки їх опір спадає фактично до нуля при критичній температурі. Проте в металах, які містять невелику кількість магнітних домішок (*Fe*, *Ni*, *Co*), їх опір при дуже низьких температурах зростає, що отримало назву ефекту Кондо. Цей ефект спостерігається не лише в металах з магнітними домішками, але і в квантових точках. Температура, за якою опір починає зростати, називають температурою Кондо.

**Кондо-поведінка квантових точок.** Квантова точка, яка містить строго визначене певне число електронів, може діяти як магнітна домішка. Повний спін дорівнює нулю або цілому числу для парного числа електронів і половині парного числа для непарного числа електронів. Останній випадок – класичний приклад для спостереження ефекту Кондо. Всі електрони, окрім одного, з найбільшою енергією, можуть ігноруватися, тобто це випадок, який еквівалентний існуванню одного окремого носія спіну з  $S = 1/2$ . Квантову точку із затворами можна електрично переключати із стану "кондо-система" у стан "не кондо-система", оскільки кількість електронів в ній може бути змінено з непарного значення на парне, наприклад, за допомогою наступної структури. Квантова точка з'єднана з двома джерелами електронів тунельними каналами з пропускнуою здатністю, яка керується зміщенням, яке прикладається до вхідного і вихідного затворів. Зв'язок точки зі стоком і витокм електронів визначає розширення енергії  $\Delta E$  стану у точці: число електронів у точці і їх рівні енергії регулюються напругою, яка прикладається до центрального затвора.

**Спінтронні прилади.** Розроблені спінтронні прилади використовують ефект гігантського магнітоопору і спін-залежне тунелювання. Перемикання напрямку намагніченості в них досягається за рахунок власного або зовнішнього магнітного поля [2].

**Зчитуючі головки на гігантському магнітоопорі.** Цей прилад, який також називають спін-вентильною головкою відтворення, є першим спінтронним приладом, який почав виготовлятися в 1997 році фірмою ІВМ. Розміри головки, яка зчитувала магнітні біти, що записані на поверхні дисків або стрічок у вигляді по різному орієнтованих магнітних областей (доменів), мають мінімальні розміри та складають 10–100 нм. Там, де стикаються головні частини двох протилежно намагнічених доменів, некомпенсовані позитивні полюси генерують магнітне поле. Це поле направлено за межі носія інформації перпендикулярно до поверхні домена, яка є стінкою домена. У тому місці, де стикаються хвостові частини двох доменів, стінки містять некомпенсовані від'ємні полюси. Останні утворюють сток для магнітних силових ліній потоку, що повертається в носій інформації, яким є негативна стінка домену. Головка "відчуває" зміни напрямку магнітного поля на стінках домену.

**Енергонезалежна пам'ять.** Елементи пам'яті, які використовують ефект гігантського магнітоопору, об'єднують в матриці, для того щоб

отримати сукупність елементів, які функціонують як енергонезалежна пам'ять. Елементи по суті є спін-вентильними структурами, які розташовані в певній послідовності і з'єднані провідними доріжками, що утворюють шини зчитування. Шина зчитування зберігає інформацію і має опір, який дорівнює сумі опорів її елементів. Струм, який проходить через шину зчитування, і підсилювачі в кінці ліній виявляють зміни загального опору. Магнітні поля, які необхідні для маніпулювання намагніченістю елементів, забезпечуються додатковими літографічно сформованими провідними доріжками, які проходять над і під елементами. Ці доріжки пересікають шину зчитування у вигляді двокоординатної ( $xu$ ) сіткової структури, в кожному перетині якої розташовано запам'ятовуючий елемент на гігантському магнітоопорі. Провідна доріжка, яка проходить паралельно шині зчитування, діє як шина даних при зчитуванні, а доріжка, що пересікає шину зчитування перпендикулярно до неї, діє як записуюча бітова шина. Всі доріжки електрично ізольовані. Коли імпульси струму проходять через шини даних і бітові шини, вони генерують магнітні поля, які управляють опором елементів на гігантському магнітоопорі.

**Енергонезалежна пам'ять на спін-залежному тунелюванні.** Запам'ятовуючий пристрій з довільним порядком вибірки сформовано з двох ортогональних в площині масивів паралельних феромагнітних доріжок, які розділені в просторі тонким ізолюючим шаром. Кожен перетин доріжок діє як магнітний тунельний перехід. Коли напрямки намагніченості двох протилежних феромагнітних областей вирівнюються зовнішнім магнітним полем, тунельний опір буде нижчий, ніж у тому випадку, коли вони протилежно направлені. Для практичного застосування в пристроях пам'яті необхідна зміна опору принаймні на величину порядку 30 %.

**Спін-вентильний транзистор.** Спін-вентильний транзистор – це триелектродний прилад, аналогічний транзистору з металічною базою. Базова область транзистора містить металевий багатошаровий спіновий вентиль між двома областями кремнію n-типу провідності, які діють як емітер і колектор. В такій структурі гарячий електрон проходить через спін-вентильну базу щоб потрапити з емітера в колектор [1, 2]. Транзистор працює таким чином. Між емітером і базою встановлюється такий струм, при якому електрони інжектуються в базу перпендикулярно до шарів спін-затвор. Оскільки інжектвані електрони повинні пройти через бар'єр Шотткі, то вони входять в базу як нерівноважні гарячі електрони. Як тільки гарячі електрони пересічуть базу, вони піддаються впливу пружного і непружного розсіювання, яке змінює їх енергію і розподіл їх моментів. Електрони лише тоді здатні перейти в колектор, коли вони накопичили достатню енергію для подолання енергетичного бар'єра з боку колектора. Частина зібраних в колекторі електронів  $i$ , отже, струм колектора суттєво залежить від розсіювання в базі, яке є спін-залежним. Це регулюється перемиканням бази з узгодженого за намагніченістю стану в антиузгоджений високоомний стан.

Важлива перевага спін-вентильного транзистора – великий відносний магнітний ефект при кімнатній температурі і незначних магнітних полях. Не дивлячись на низький коефіцієнт підсилення, це робить такий транзистор унікальним спінтронним приладом з великою перспективою для магнітної пам'яті і сенсорів магнітного поля, де коефіцієнт підсилення за струмом не є критичним.

## 6.7 Інтерференційні транзистори

Фазова інтерференція відбувається в структурах з розмірами порядку довжини фазової когерентності електрона в даному матеріалі, що типово для твердотільних структур з нанометровими розмірами. Це має місце в чисто балістичних або квазібалістичних режимах перенесення зарядів.

Розглянемо інтерференцію двох хвиль, які описуються хвильовими функціями в загальному вигляді  $\psi(\varphi) = A e^{i\varphi}$ . Коли дві такі хвилі додаються, імовірність появи нової хвилі визначається відношенням

$$W = |\psi_1 + \psi_2|^2 = A_1^2 + A_2^2 + 4|A_1 A_2| \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (6.1)$$

Ця імовірність може змінюватися від суми амплітуд двох взаємодіючих хвиль до їх різниці в залежності від співвідношення їх фаз  $\varphi_1$  і  $\varphi_2$ . На відміну від нанорозмірних структур для макроскопічних систем не важливо зберігати будь-яку інформацію відносно фаз взаємодіючих електронних хвиль, принаймні з двох причин. По перше, їх розміри більші і довжини фазової когерентності, і середньої довжини вільного пробігу носіїв заряду при непружному розсіюванні. По друге, усереднення з більшої кількості парних взаємодій повністю згладжує ефект від інтерференції окремих електронних хвиль, тому що всі вони об'єднуються випадковим чином. Цього не відбувається в наноструктурах, де усереднення доведено до мінімуму, що і дозволяє спостерігати квантові інтерференційні ефекти.

Електрони в деяких напівпровідниках здатні підтримувати фазову когерентність на довжині декількох мікрон. Перенесення електронів через області менші, ніж довжина фазової когерентності, контролюється інтерференцією, яку вони випробовують. Якщо керувати інтерференцією за допомогою будь-якого зовнішнього механізму, наприклад, через керуючий електрод-затвор, отримуємо квантовий інтерференційний транзистор. Запропоновано два принципових підходи щодо конструкцій квантових інтерференційних транзисторів. Один з них є розвитком ідеї електронного узгодженого хвилеводу, в іншому використовується принцип кільцевого інтерферометра.

**Квантові інтерференційні транзистори**, які працюють на електронному узгоджувальному хвилеводі, були проаналізовані Солсом і Датом (1989р.) [1]. Обидва розглядали триелектродні прилади, в яких ефективна

довжина хвилеводу може змінюватися за допомогою зовнішнього затвора. Струм протікає від витоку до стоку або безпосередньо (по коротких траєкторіях), або більш довгим шляхом через хвилевод. Різниця ходу (відстані) між двома шляхами проходження струму може регулюватися за допомогою затвора. Електронні хвилі, якщо вони не випробовують ніяких зіткнень, які змінюють їх фазу, досягаючи стоку за двома різними шляхами, будуть конструктивно інтерферувати (додаючись) кожний раз, коли різниця ходу дорівнює цілому числу довжин хвилі Фермі. Конструктивно інтерференція локалізує електрони на виході узгоджувального хвилеводу, при цьому провідність між витоком і стоком зростає.

Кільцевий інтерференційний транзистор був запропонований Фаулером (1984 р.). Він розглянув кільцеву конструкцію, в якій одну половину кільця пересікає затвор, який має коротку область, що складає частину його повної довжини. Затвор може бути використано для зміни щільності електронів, внаслідок чого отримується різна енергія Фермі і, отже, довжина хвилі Фермі під затвором. Це приводить до різниці ходу між електронними хвилями, які розповсюджуються через різні гілки конструкції. Електрони з різних гілок конструкції покидають кільце в одній і тій же точці і, якщо різниця фаз дорівнює  $2\pi$ , вони будуть адитивно інтерферувати і провідність кільця буде максимальною.

Інтерес до квантового інтерференційного транзистора пов'язаний з тим, що він може бути швидкодіючим приладом, який забезпечується, головним чином, його малими розмірами. Обмеженням для таких приладів є низькі робочі температури, що обумовлено необхідністю відсутності розсіювання носіїв заряду в робочій області транзистора, і вимогою одномодовості провідного каналу. Це приводить до того, що робочі струми в інтерференційних транзисторах повинні бути дуже маленькими. Внаслідок цього, такі транзистори потребують додаткових підсилювачів і мають низьку завадостійкість.

## 6.8 Джерела світла на основі квантових гетероструктур

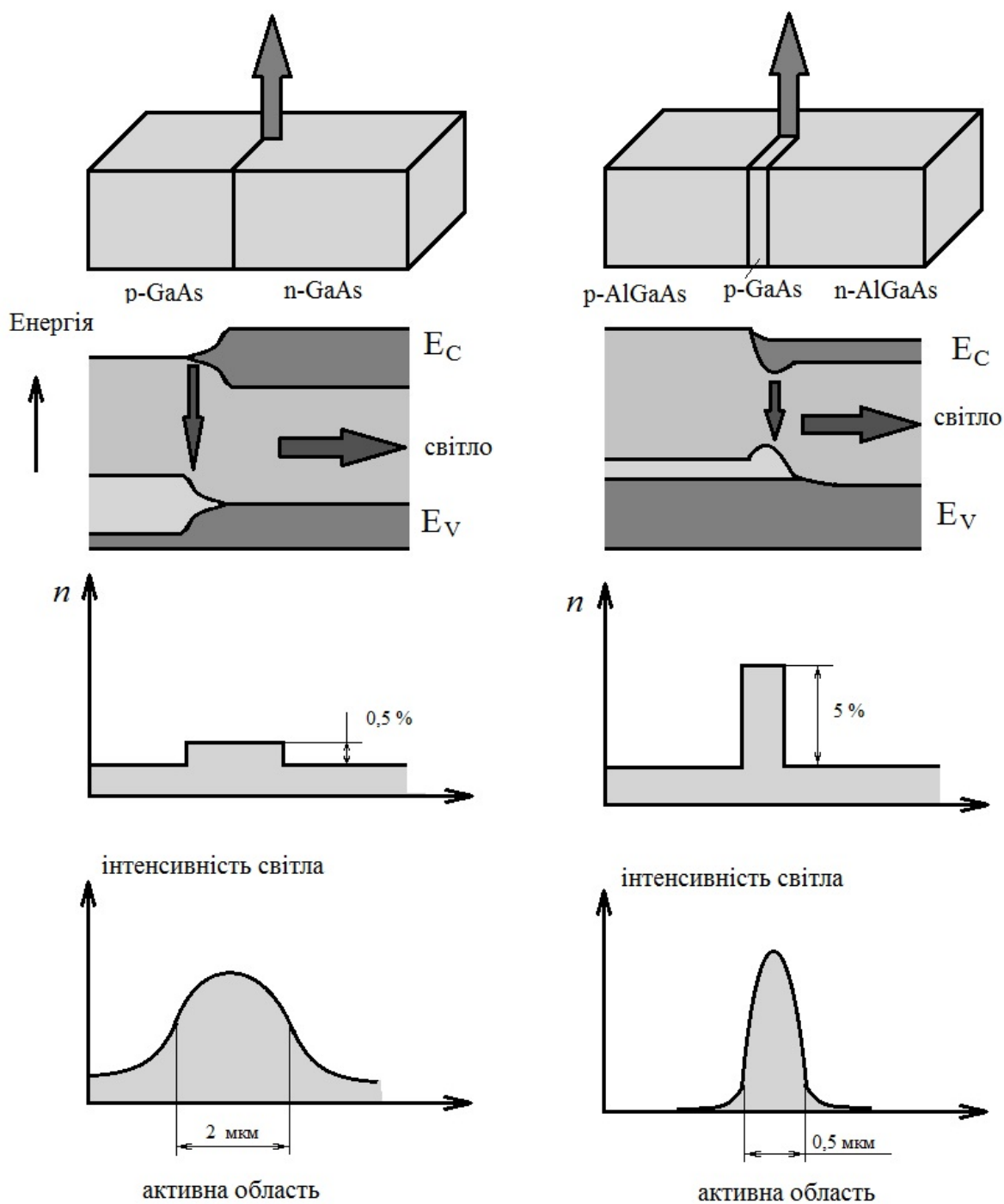
Джерела світла, тобто лазери, які створені класичного гомопереходу з одного матеріалу, наприклад, *GaAs*, мають декілька недоліків, частина яких пов'язана з недостатньою визначеністю активної зони випромінювання, розміри якої відповідають дифузійній довжині, що складає декілька мікрометрів. Окрім того, вони мають досить великий пороговий струм, який потрібен для забезпечення роботи лазера. Для усунення цих недоліків були розроблені лазери на основі подвійних гетероструктур (*DHL*), в яких забезпечується просторова локалізація носіїв заряду і світлових хвиль. Вони мають значно кращі параметри за ефективністю, особливо за величиною щільності порогового струму, яка на порядок менша, ніж в гомопереходах. Завдяки цим властивостям лазери на подвійних переходах знайшли широке застосування в галузі оптичного зв'язку [1, 5, 7].

На рис. 6.11 подано для порівняння вигляд структур напівпровідникових джерел світла на гомопереходах і подвійних гетероструктурах. Як видно з рис. 6.11,а, гомопереходи дозволяють формувати потенціальні ями для електронів і дірок, що підвищує концентрацію носіїв заряду, при цьому значно збільшують інверсну заселеність електронів і дірок. Розміри активної області в лазерах на подвійних гетероструктурах складають біля 0,1 мкм, що недостатньо для квантування енергії в потенціальних ямах. Ще однією цікавою особливістю роботи лазерів на подвійних гетероструктурах є те, що показник заломлення в *GaAs* на 5 % вищий, ніж в оточуючому його *AlGaAs*. За рахунок цієї різниці забезпечується досить ефективна оптична локалізація.

Коефіцієнт оптичної локалізації, який відповідає щільності фотонів, що локалізовані в активній області бази, може досягти одиниці в лазерах на подвійних гетероструктурах. Ефект оптичної локалізації показано на рис. 6.11,б. Для підвищення ефективності джерел світла на подвійних гетероструктурах використовується конструкція із смужковою геометрією. В такій конструкції розміри активної зони в поперековому або в горизонтальному вимірі значно зменшені, що приводить до зменшення порогового струму.

Полоскові лазери, завдяки особливостям форми активної зони, легко підключаються до інших пристроїв типу оптичних волокон, хвилеводів. Ширина активної області бази при такій геометрії зменшується до одного мікрометра, що приводить до зменшення порогового струму до  $10^{-2}$  А. Окрім того, така геометрія дозволяє забезпечити оптичну локалізацію і в поперековому напрямку подібно до того, як це відбувається у вертикальному напрямку. Як видно з рис. 6.11, б, подвійні гетероструктури типу *n-AlGaAs-GaAs* (активна зона) – *p-AlGaAs-GaAs* дозволяють створювати потенціальні ями, які забезпечують дуже високий ступінь утримання носіїв заряду і оптичного поля.

Слід підкреслити, що потенціальні ями для електронів і дірок виникають внаслідок різниці в ширині заборонених зон для напівпровідників, які утворили гетеропереходи, а також і в положенні енергетичних рівнів Фермі. Довжина хвилі випромінювання лазера на гетеропереходах *AlGaAs-GaAs* залишається дуже короткою для передачі по оптичних волокнах, тому для систем оптичного зв'язку використовуються чотирикомпонентні напівпровідники типу *InGaAsP* на підкладці *InP* для використання "оптичних вікон" волокна, які складають 1,3 і 1,5 мкм.



а)

б)

Рисунок 6.11– Порівняння структури і характеристик напівпровідникового лазера на гомопереходах (а) та подвійних гетероструктурах (б). Знизу до гори подано: просторову локалізацію оптичних хвиль, обмеження в активній зоні; зміна показників заломлення в структурах; енергетичні діаграми з показом потенціальних ям для електронів і дірок; напівпровідникові структури, які формують лазер [1]



## 6.9 Джерела світла на квантових точках

Джерела світла на квантових точках і проводах є одним з перспективних напрямків створення лазерних діодів, оскільки збільшення ступені локалізації носіїв заряду значно покращує характеристики таких приладів у порівнянні з їх аналогами на об'ємних матеріалах. Із теоретичних міркувань витікає, що лазерні пристрої на квантових точках і проводах повинні мати більш високі коефіцієнти підсилення, малі значення порогового струму, дуже вузькі і низькі лінії випромінювання в порівнянні з лазерами на подвійних гетероструктурах або квантових ямах. Слід підкреслити, що на практиці квантові точки і квантові проводи мають дефекти, які полягають у розкиді параметрів, обмеженому захопленні носіїв заряду, внаслідок чого характеристики експериментальних зразків лазерних пристроїв, поки що далекі від теоретичних прогнозів. Проте технологія створення квантових лазерних структур удосконалюється в напрямках підвищення якості поверхні поділу, однорідності проводів, розробки оптичних резонаторів з високим коефіцієнтом локалізації і т. п., тому ця область досліджень є дуже цікавою і перспективною [1, 5]. Розташування носіїв заряду у квантових точках обмежено по всіх трьох вимірах в дуже невеликих просторових областях, що приводять до квантових ефектів в електронних властивостях напівпровідникових матеріалів. Для застосування в оптичних приладах квантової точки необхідно локалізувати електрони зони провідності і дірки валентної зони в одну просторову область. Функція щільності станів для напівпровідникових квантових точок має дуже гострі піки, які відповідають переходам між дискретними енергетичними рівнями електронів і дірок, причому поза цими рівнями щільність станів стає майже нульовою. Електронна структура квантових точок схожа на електронну структуру окремих атомів, тому лазери на квантових точках нагадують структуру іонних газових лазерів, проте перевагою квантових точкових лазерів є те, що їх електронною структурою можна керувати шляхом вибору напівпровідникового матеріалу, а також розміром і формою точок.

Для надійної роботи квантової точки необхідно, щоб різниця між двома першими енергетичними рівнями для електронів і дірок була набагато більша, ніж рівень теплової енергії  $kT$ , тобто  $E_{1q} - E_{2q} \gg kT$  і  $E_{2h} - E_{1h} \gg kT$ . В цьому випадку всі інжектовані електрони і дірки будуть займати лише нижчі рівні, внаслідок чого всі вони будуть брати участь у стимульованих переходах між рівнями  $E_{1q}$  і  $E_{1h}$ , що дозволяє знизити пороговий струм відносно будь-якої системи з меншим ступенем локалізації. Як показують теоретичні і експериментальні дослідження останніх років, що лазери на квантових точках мають найнижчі значення порогового струму. Якщо тепла енергія системи менша різниці першого і другого рівнів енергії, то лінія випромінювання ідеального лазера повинна бути виключно гострою і не залежати від температури, тобто квантові точки забезпечують гарну температурну стабільність і не потребують охолодження. Квантові точки до-

звояють отримати максимальної гостроти піки спектра при найвищих значеннях коефіцієнта підсилення ( $10^4 \text{ см}^{-1}$ ). В системах реальних квантових точок існує деякий розкид по розмірах, який приводить до розширення ліній спектра і зниження коефіцієнта підсилення, проте цей недолік компенсується можливістю регулювання спектральних характеристик за рахунок зміни розмірів, що дозволяє створювати лазери на квантових точках з широкою перебудовою спектра.

При створенні реальних структур лазерів на квантових точках виникають технічні труднощі при реалізації потрібних масивів однорідних за розмірами і бездефектних квантових точок. Одним з перспективних є метод самоорганізації квантових точок на поверхні поділу двох матеріалів з різними параметрами кристалічних ґраток. При цьому такий матеріал як *InAs* вирощується хімічним осадженням пари з газової фази, епітаксією металорганічних сполук з газової фази і молекулярно-променевою епітаксією на підкладці кристалу з великим значенням сталої кристалічної ґратки і великою шириною забороненої зони, наприклад, *GaAs*. Спочатку в такій системі виростає зародковий шар, на базі якого формуються островкові структури. Такий режим приводить до появи когерентних масивів пірамідальних квантових точок на поверхні зародкового шару, внаслідок чого цей шар починає епітаксійно розростатися на вершинах квантових точок, що створює гетероструктури з гарними характеристиками між двома монокристалічними матеріалами, тобто квантовими точками і матрицею, яка їх оточує. Пристрій джерела світла на основі квантових точок з крайовою емісією на самоорганізуючих точках складається з декількох шарів матеріалів: підкладка з *n-AlGaAs*, шар з *n-AlGaAs*, шар *GaAs* з власною провідністю, який містить квантові точки, шар з *p-AlGaAs* і верхній шар з *p-GaAs*, які створюють *p-i-n* діод. Зовнішнє джерело постійної напруги до металевих контактів на підкладці і верхньому шарі (рис. 6.12.). При подачі прямого зміщення електрони і дірки інjektуються у внутрішній шар *GaAs* з власною провідністю або активний шар, де вони попадають у квантові точки з меншою шириною забороненої зони, де відбувається рекомбінація.

Довжина хвилі випромінювання при цьому відповідає міжзонним переходам у квантових точках *InAs*. Шар *GaAs*, який розташований між шарами *AlGaAs* з меншим коефіцієнтом заломлення, локалізує випромінювання, що приводить його до більш ефективної взаємодії з носіями заряду. Зародковий шар *InAs* підвищує ефективність дифузії носіїв заряду у квантові точки. Оскільки зародковий шар є дуже тонким, ширина забороненої зони для нього перевищує відповідну ширину для квантових точок, внаслідок чого носії заряду, які попадають з нього в *GaAs* швидко дифундують в середину квантових точок.

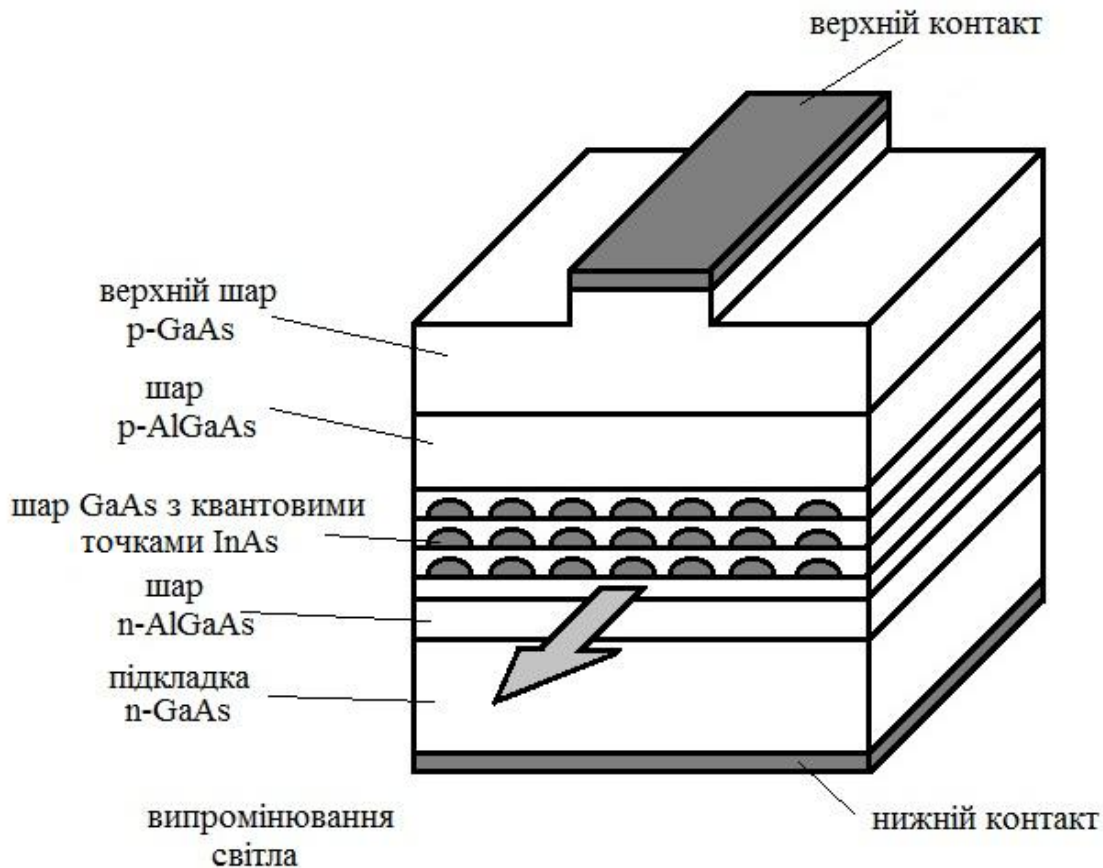


Рисунок 6.12 – Конструкція лазера з крайовим випромінюванням на самоорганізуючих квантових точках [1]

Для підвищення поверхневої щільності квантових точок використовують декілька зародкових шарів з пірамідальними квантовими точками. Перші джерела світла з самоорганізуючими квантовими точками з резонатором Фабрі-Перо були створені у 1994 році на основі точок *InGaAs* в матриці *GaAs*.

Лазерні джерела світла на основі квантових точок мають ряд переваг у порівнянні з лазерами на квантових ямах. Це, насамперед, широкий спектр підсилення, температурна стабільність режимів роботи, можливість випромінювання у видимому та інфрачервоному діапазонах, що дозволяє використовувати їх в телекомунікаційних підсилювачах і процесах перебудови частоти випромінювання. Лазери на квантових точках в структурах *InGaAs – GaAs* дозволяють використовувати добре розвинену технологію підкладок *GaAs* і в той же час довжина хвилі їх випромінювання лежить у діапазоні пропускання оптоволокна (1,3 мкм) оптоволоконних локальних мереж.

## 6.10 Пристрої модуляції на основі квантових ям

Для модуляції світлового випромінювання широко використовуються квантові ями, оскільки в них електрооптичні ефекти проявляються значно сильніше, ніж в звичайних об'ємних напівпровідниках. Оптичний спектр поглинання квантових ям значно змінюється при прикладанні зовнішнього електричного поля, внаслідок дії квантово-розмірного ефекту Штарка. Екситони в таких наноструктурах іонізуються значно слабше у зовнішніх електричних полях, внаслідок високого енергетичного бар'єра, тому вони витримують поля до  $10^5$  В/см. Ще однією перевагою пристроїв модуляції на квантових ямах є те, що вони легко суміщаються з різноманітними мікроелектронними пристроями.

Дія пристроїв модуляції оптичного випромінювання полягає у зміні оптичного поглинання квантових ям під дією зовнішнього електричного поля. На рис. 6.13 показано мезаструктуру оптичного модулятора. Ефективність дії таких приладів можна значно підвищити при використанні множинних квантових ям. Така структура складається з декількох квантових ям, розміри яких лежать в інтервалі 5–10 нм, виготовляється з матеріалу типу  $AlGaAs - GaAs - AlGaAs$ .

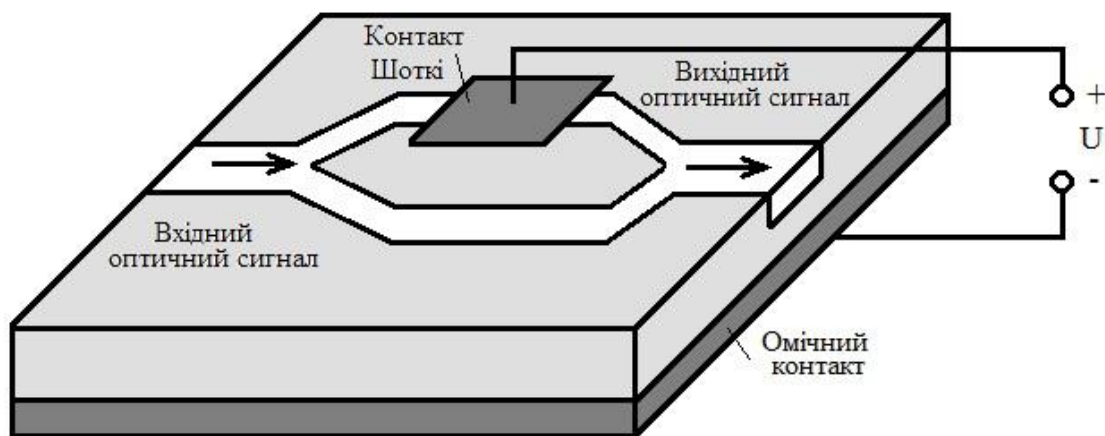


Рисунок 6.13 – Модулятор електропоглинання, який отримано методом нанорозмірного травлення на основі квантово-розмірного ефекту Штарка [1]

Структура розташована між  $p^+$  і  $n^+$  областями зворотнозміщеного переходу. Оскільки товщина структур з множинними квантовими ямами складає біля 0,5 мкм, то досить малі зворотні напруги створюють електричні поля з напруженістю до  $10^4$ – $10^5$  В/см, які здатні змінювати краї зони екситонного поглинання на 0,01–0,05 еВ. Пристрої модуляції електропоглинального типу модулюють світлове випромінювання з великою швидкістю, при цьому коефіцієнт контрастності можна значно підвищити, майже до 100, за рахунок використання режиму відбиття замість режиму пропускання. Технологічно це допускається за рахунок створення додаткового

металічного шару у підкладці, що змушує проходити структуру два рази. Зниження робочої температури підвищує коефіцієнт модуляції. Робоча частота пристроїв модуляції з електропоглинанням при високих прикладених напругах може досягати 100 ГГц. Верхня межа робочої частоти визначається часом виведення носіїв заряду з квантових ям.

Розроблено ще одну конструкцію пристроїв модуляції на квантових ямах, які працюють на основі квантово-розмірного ефекту Штарка, при цьому в них використовуються фотони з енергією нижче краю зони екситонного поглинання. В цьому випадку електричне поле діє на коефіцієнт заломлення середовища і змінює фазу падаючого випромінювання. Для підвищення ефекту частота падаючого фотона повинна бути близькою до частоти екситонного резонансу, проте не повинна збігатися, щоб привести до помітного поглинання світла. В симетричних квантових ямах залежність коефіцієнта заломлення від напруженості прикладеного електричного поля є квадратичною, що нагадує електрооптичний ефект Керра в об'ємних напівпровідникових матеріалах. Проте в структурах з квантовими ямами значення відповідного коефіцієнта приблизно на два порядки вище, що дозволяє суттєво скоротити шлях світла, яке проходить через матеріал. Прикладом використання пристроїв модуляції у вигляді оптичної схеми є інтерферометр Маха-Зандлера, який подано на рис. 6.14.

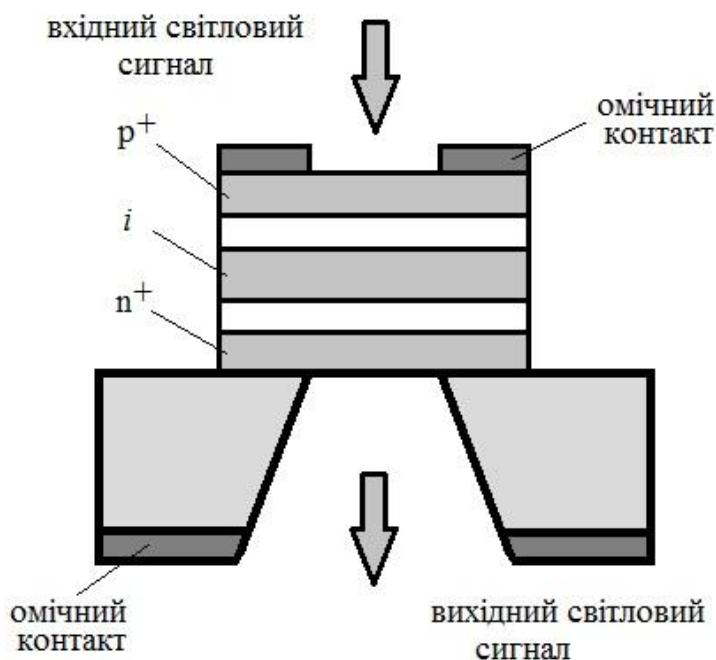


Рисунок 6.14 – Загальна схема інтерферометра Маха-Зандлера

Вхідний оптичний сигнал з оптичного хвилеводу розщеплюється на два променя однакової інтенсивності, які проходять матеріал по різних каналах, а потім з'єднуються. При прикладанні електричного поля на одному з шляхів змінюється фаза прохідного сигналу, внаслідок чого при з'єднанні променів спостерігається інтерференційна картина.

## 6.11 Квантово-точкові кліткові автомати і безпровідна електронна логіка

Потреби в розробці логічних пристроїв для нанокomp'ютерів з дуже високою щільністю логічних елементів і з максимально низьким енергоспоживанням на одне перемикання привели до використання в логічних елементах провідні островки дуже малого розміру – кантових точок. В таких приладах для реалізації обчислень логічних булевих функцій використовують масиви зв'язаних взаємодіючих квантових точок. Ці нові прилади отримали назву квантово-крапкові кліткові автомати [2, 3].

Основу приладу складає комірка, яка містить чотири або п'ять квантових точок. На рис.6.15 подано комірку з п'яти квантових точок: чотири розташовані в кутах квадрата, а одна в його центрі. В комірку за допомогою зовнішньої напруги через додатковий електрод вводяться два залишкових електрони і комірка отримує електричний заряд. Квантові точки в комірці розташовуються таким чином, що можливе тунелювання лише через центральну точку. В результаті електростатичного відштовхування між залишковими електронами вся система буде мати мінімальну енергію лише у тому випадку, коли електрони розташуються як можна подалі один від одного, тобто в кутах квадрата, які з'єднані діагоналлю. Оскільки таких можливих положень всього два, то система має всього два стійких стани (дві поляризації) і, отже, один з цих станів можна вважати логічною одиницею ("1"), а другий – логічним нулем ("0").

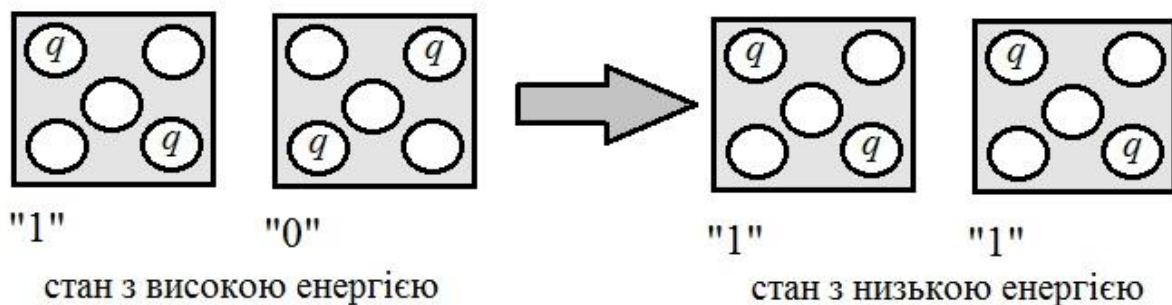


Рисунок 6.15– Різні конфігурації комірок з квантово-крапкових автоматів [2]

При переході системи з одного стійкого стану в інший змінюється поляризація системи і розподіл електричних полів навколо комірки. За допомогою додаткових електродів, які пов'язані з коміркою ємнісним зв'язком, можна надати комірці потрібний стан і перевести її в стан "1" або "0". Якщо поруч з першою коміркою розташувати другу, в якій також знаходяться два додаткових електрони, то електростатичне поле першої комірки примусить електрони розташуватися так, щоб забезпечити мінімум електростатичної енергії всієї системи. Складаючи комбінації з розташованих різним чином комірок, можна реалізувати різноманітні логічні функції і ви-

конати необхідні логічні перетворення і обчислення. На рис. 6.16 подано приклад комбінації комірок, при якій стан на виході визначається більшістю станів на вході. Запропоновані різноманітні комбінації комірок для реалізації логічних операцій. На основі таких елементів можливе створення комп'ютерів. Важливо відзначити, що взаємне розташування комірок забезпечує передачу сигналу без переміщення зарядів уздовж кола – у безструмовому режимі, лише за рахунок передачі станів поляризації уздовж кола.

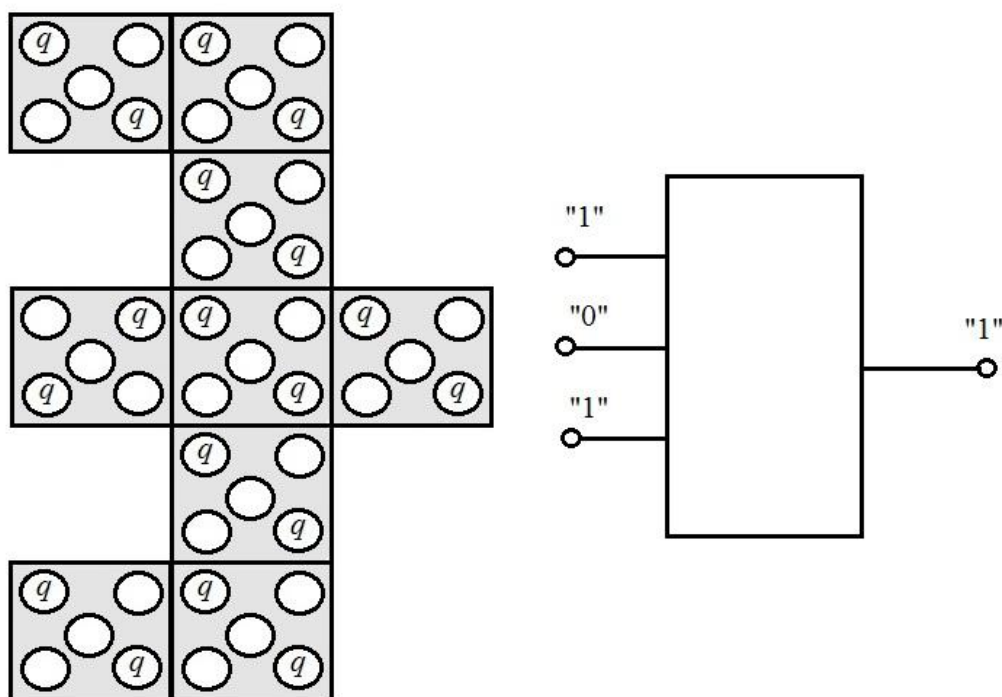


Рисунок 6.16 – Комбінації комірок квантово-точкового автомата, при яких стан на виході визначається більшістю станів на вході [2]

Переваги логічних пристроїв на основі квантово-точкових кліткових автоматів складаються в тому, що в порівнянні з аналогічними пристроями на основі польових транзисторів потребується значно менший об'єм пам'яті. Наприклад, повний суматор на основі кліткових автоматів з розмірами точки 20 нм можна розташувати на площі біля 1  $\mu\text{м}^2$ , в той час як таку займає лише один польовий транзистор. Для побудови ж такого суматора на основі польових транзисторів необхідно приблизно 40 транзисторів. Якщо ще врахувати області комутації транзисторів між собою, а вони як відомо займають об'єм, який більше об'єму, що займають активні прилади, то переваги використання автоматів є очевидними.

Принципова можливість функціонування логічних елементів на основі кліткових автоматів була продемонстрована при температурі 15 мК на прикладі комірки, яка була виготовлена при допомозі стандартної електронно-променевої літографії з алюмінієвих островків на поверхні окисленої кремнієвої пластини. Площа приладу складала  $50 \times 50 \text{ нм}^2$ .

Обчислювальний процес у приладах на основі кліткових автоматів здійснюється при переході всієї сукупності комірок в стан з мінімальною енергією – в основний стан. Оскільки складні обчислювальні прилади повинні містити велике число комірок, то стан з мінімальною енергією можна отримати різними засобами. Це може приводить до помилок в обчисленнях. Окрім того, такі системи чутливі до зовнішніх впливів і тому потребують суворого контролю зовнішніх умов. При підвищенні температури обчислювальний процес може бути розвалено. Для комірок, у яких розмір однієї квантової точки складає 20 нм, зміна енергії при перезаряді точки дорівнює приблизно 1 меВ (1/20 кТ при кімнатній температурі). Оскільки для одноелектронного транзистора необхідно підвищувати робочу температуру, то це можна зробити за рахунок зменшення розмірів комірки і відповідно розмірів кожної квантової точки. Існують ще проблеми, які повинні бути вирішені для успішної роботи пристроїв на основі кліткових автоматів. Вони лежать в тому, що оскільки електростатичне поле комірки впливає на сусідні комірки як в напрямку виходу пристрою, так і в напрямку входу, то через випадкові впливи можливе розповсюдження сигналу не тільки від входу до виходу, але і навпаки. Для усунення цього недоліку запропоновано пристрої на основі квантових точок, у яких напрямок передачі сигналу визначається зовнішнім електричним полем. Практичне виготовлення пристроїв на основі кліткових автоматів знаходиться у початковій стадії і потребує розв'язання цілого ряду проблем, що лежать у площині технології.

## **6.12 Нанокomp'ютери**

Наноелектроніка на теперішній час впритул наблизилась до створення нових типів обчислювальної техніки – нанокomp'ютерів. Можна вважати, що нанокomp'ютери будуть розвиватися одночасно по декільком напрямках, які реалізують різні засоби подання інформації (на основі квантової логіки, на основі класичної логіки), а також з'являться деякі інші, наприклад, генетичні, молекулярно-біологічні, молекулярно-механічні. Розглянемо один з напрямків розробки нанокomp'ютерів, який оснований на теорії квантовомеханічних логічних операцій. Пристрої, які побудовані на такому типі обчислень, отримали назву квантових комп'ютерів [1, 2].

Квантовий комп'ютер – обчислювальний пристрій, який використовує при роботі квантовомеханічні ефекти і реалізує виконання квантових алгоритмів. Ідея квантових обчислень була висунута Ю. І. Манінім у 1980 році, проте активно ця проблема почала активно обговорюватися після появи у 1982 році статті американського вченого Р. Фейнмана. В цих роботах було запропоновано використати для обчислень операції із станами квантової системи. Кожний стан квантової системи, на відміну від класичної, може знаходитися в стані суперпозиції. В термінах класичного комп'ютера квантовий біт (кубіт) відповідно до законів квантової механіки може зна-



ходитися одночасно у двох рівноімовірних станах "0" і "1". Тоді два кубіти можуть бути в чотирьох змішаних станах 00, 01, 10 і 11, подаючи чотири числа зразу. Видно, що зростання йде за степеневим законом: на  $m$  кубітах можна виконувати одночасно обчислення над  $2^m$  числами паралельно. Це означає, що використовуючи лише декілька сотень кубітів, можна подати одночасно більше чисел, ніж існує атомів у Всесвіті. Даний факт також дозволяє вважати таке ж зростання швидкості обчислень квантового комп'ютера у порівнянні з класичним. Це припущення ґрунтовано на тому, що при квантових обчисленнях елементарним кроком є окрема операція над  $m$  кубітною суперпозицією – принцип квантового паралелізму. Іншими словами, коли в класичному комп'ютері обчислюється єдине вихідне значення для одного вхідного стану, то в квантовому комп'ютері обчислюються вихідні значення для всіх вхідних станів. Інакше кажучи, квантовий комп'ютер може за короткий час розв'язувати задачі, з якими класичний комп'ютер не в змозі справитися протягом сотні років.

Проте на шляху практичної реалізації квантових комп'ютерів стоїть величезна кількість складних теоретичних і практичних задач. На сьогоднішній день запропоновані конструкції квантових комп'ютерів на основі квантових точок і надпровідних переходів. Більш того, є заяви комерційних організацій про створення реальних процесорів на базі кубітів, наприклад, комп'ютер "*Orion*". Він працює на мікросхемі, яка містить 16 кубітів. Проте необхідно сказати, що в квантових комп'ютерах існують проблеми, які пов'язані з неоднозначністю інтерпретації інформації, тому заяви про створення квантових комп'ютерів ставляться в науковому співтоваристві під сумнів.

Кожний такий кубіт складається з частинок ніобію, які розташовані в околі соленоїдів. По суті "*Orion*" являє собою аналоговий комп'ютер, який розв'язує задачі методом фізичного моделювання. Такий комп'ютер краще всього підходить для розрахунків складних моделей і моделей, які займають багато машинного часу – фінансових, хімічних або фармацевтичних.

Таким чином, всі наведені факти і бурхливий розвиток нанотехнологій дозволяє надіятися на те, що фантастичні мрії про суперкомп'ютери в найближчому часі найдуть реальне втілення.

### **Контрольні питання**

1. Поясніть принцип роботи одноелектронного транзистора.
2. Нарисуйте залежність струму одноелектронного транзистора від напруги на затворі і поясніть цю залежність.
3. Які обмеження у технології виготовлення мають одноелектронні транзистори на теперішній час?
4. На основі подання зони провідності тунельно-резонансного діода поясніть принцип його роботи.

5. Поясніть принцип роботи тунельно-резонансного транзистора з квантовою ямою між емітером і базою, нарисуйте його енергетичну діаграму.
6. Нарисуйте схематичний переріз модульовано-легованого польового транзистора і поясніть функції його складових шарів.
7. Між якими шарами утворюється квантова яма в модульовано-легованому транзисторі?
8. Для чого створюється прошарок з нелегованого  $AlGaAs$  в модульовано-легованому польовому транзисторі?
9. Які числові показники мають частотні, підсилювальні і шумові параметри модульовано-леговані транзистори?
10. Нарисуйте енергетичні діаграми біполярного транзистора з гомопереходом і гетероперехідного біполярного транзистора і поясніть суттєву різницю в принципах їх роботи.
11. Які переваги дає можливість створення гетероперехідних біполярних транзисторів з базою змінного складу?
12. Поясніть принцип роботи гетероперехідних біполярних транзисторів на основі  $SiGe$ .
13. Нарисуйте структуру транзистора на гарячих електронах і поясніть принцип його роботи.
14. Як працює балістичний транзистор на основі гетероструктури метал-оксид-метал-оксид-метал?
15. Які ефекти лежать в основі роботи спінтронних електронних приладів?
16. Поясніть фізичну природу гігантського магнітоопору в багатошарових тонкоплівкових структурах.
17. Дайте пояснення фізичних процесів при спін-залежному тунелюванні електронів у наноструктурах.
18. Які домішки в металах приводять до появи ефекту Кондо?
19. В чому полягає фізична суть кондо-поведінки квантових точок?
20. Поясніть принцип роботи енергонезалежної пам'яті на основі гігантського магнітоопору і на спін-залежному тунелюванні.
21. Дайте пояснення принципу роботи спін-вентильного транзистора.
22. Як відбувається фазова інтерференція електронних хвиль в наноструктурах?
23. Поясніть роботу квантового інтерференційного транзистора.
24. Які недоліки мають джерела світла на основі класичних гомопереходів?
25. За рахунок яких фізичних явищ покращуються оптичні і електричні параметри джерел світла на основі подвійних гетероструктур?
26. Поясніть принцип роботи полоскових лазерів.
27. Які умови нормальної роботи джерел світла на основі квантових точок?
28. Поясніть які переваги мають джерела світла на основі квантових точок у порівнянні з лазерами на квантових ямах?
29. Чому для модуляції світлового випромінювання широко використовуються квантові ями?

30. Поясніть дію пристроїв модуляції оптичного випромінювання при використанні множинних квантових ям.
31. Чим визначається робоча частота пристроїв модуляції оптичного випромінювання на основі множинних квантових ям?
32. Поясніть роботу квантово-точкових кліткових автоматів.
33. В чому полягають переваги логічних пристроїв на основі квантово-точкових автоматів у порівнянні з аналогічними пристроями на основі польових транзисторів?
34. Поясніть принцип роботи квантового комп'ютера і які переваги він має у порівнянні з класичними комп'ютерами.
35. Які проблеми квантових комп'ютерів не вирішені на теперішній час?

### Література

1. Мартинес-Дуарт Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Мартинес-Дуарт Дж.М., Марти-Палма Р. Дж., Атулло-Руеда Ф.– М.: Техносфера, 2007. – 368 с.
2. Ткалич В. Л. Физические основы наноэлектроники / Ткалич В. Л., Макеева А. В., Оборина Е. Е. – СПбГУ ИТМО, 2011. – 83 с.
3. Щука А. А. Наноэлектроника / Щука А. А. – М.: Техносфера, 2007. – 464 с.
4. Пул Ч. Нанотехнологии / Ч. Пул, Ф. Оуэнс. Под ред. Ю. И. Головина. – М.: Техносфера, 2006. – 336 с.
5. Парфенов В. В. Квантово-размерные структуры в электронике: оптоэлектроника / Парфенов В. В.– Казань : КГУ, 2007. – 16 с.
6. Нанoeлектроніка. За ред. З. Ю. Готри. – Львів:Ліга-прес, 2009. –342 с.
7. Ларкин А. И. Когерентная фотоника / Ларкин А. И.– М.: Бином. Лаборатория знаний, 2007. – 319 с.

## Англо-український словник

### А

AC – alternating current – змінний струм  
airgap – повітряний зазор  
ambient – навколишнє середовище  
amplifier – підсилювач  
approach – метод, підхід  
approval – твердження, атестація  
arc – дуга  
arc-over – дуговий розряд; дуговий пробій  
arrangement – розміщення  
attenuation – загасання  
auxiliary – допоміжний, додатковий  
avalanche – лавинний пробій

### В

bandwidth – смуга пропускання  
bench – стенд  
B-H curve – крива намагнічування  
bias – зміщення, зсув  
blockingvoltage – замикаюча напруга  
bobbin – котушка  
boost – підвищення, збільшення  
bootstrapZenerdiode – обмежувальний стабілітрон  
breadboarding – макетування  
breakdown – пробій  
buck – знижувати  
buck-boostregulator – стабілізатор, що інвертує  
bulkresistance – об'ємний опір  
bus – шина

### С

sage – екрануюча сітка  
capacitance – ємність  
capacitivecoupling – ємнісний зв'язок  
capacitor – конденсатор  
catch – захват, пастка  
catch-diode – обмежуючий діод  
charge – заряд, зарядка (напр., конденсатора)  
choke – дросель, дросельна котушка  
chokefilter – загороджувальний фільтр  
circuit – електричне коло, схема  
circuitboard – друкована плата  
circuit-breaker – автоматичний вимикач  
circuitssimulation – схемне моделювання  
clamp – фіксатор  
clockgenerator – тактовий генератор  
coil – котушка (напр., індуктивності)  
coherent – когерентний  
common-modeinterference – синфазна перешкода

complementary outputs – комплементарні виходи  
conduction – електропровідність  
conduction angle – кут відсічення  
conductivity – питома електропровідність; провідність  
conductor – провідник  
continuous – безперервний  
conversion – перетворення  
copper plating – мідне покриття  
core – сердечник  
corner frequency – частота зламу характеристики  
coupling – зв'язок, з'єднання, взаємодія  
coupling capacitor – конденсатор зв'язку  
creepage – довжина шляху струму витoku  
cross-regulation – перехресна стабілізація  
current – струм  
current-boosted – з підвищеним струмом  
current crowding – стиск струму  
current gain – підсилення по струму  
current loop – струмова петля  
current transfer ratio – коефіцієнт підсилення по струму

## **D**

damping factor – коефіцієнт загасання  
data sheet – каталог, специфікація  
DC – direct current – постійний струм  
deadtime – час блокування  
delay – затримка  
die – кристал (напр., транзистора)  
dielectric stress – електростатична напруга  
discharging – розрядка (напр., конденсатора)  
discontinuous – переривчастий  
discrete – дискретний  
dissipate – розсіювати  
divider – дільник  
domain – домен  
drain – стік (МДН-транзистора)  
drift – дрейф  
drive – порушення, керування  
driver – драйвер  
drive winding – обмотка збудження  
driving – запуск, порушення, керування  
dropout – провал сигналу (пропуск)

## **E**

eddy current – вихровий струм  
efficiency – коефіцієнт корисної дії (ККД)  
emergency operation – аварійний режим  
EMI – electromagnetic interference – електромагнітна перешкода  
enclosure – корпус  
error voltage – напруга неузгодженості (помилки)  
ESL – equivalent series inductance – еквівалентна послідовна індуктивність

ESR – equivalent series resistance – еквівалентний послідовний опір  
estimate – оцінка  
exceed – перевищення  
excess – надлишок  
exciting – порушення  
excursion – відхилення

## **F**

failure – збій, відмова  
failure mode – стан відмови  
feedback – зворотний зв'язок  
feedback circuit – ланцюг зворотного зв'язку  
feedback loop – контур зворотного зв'язку  
flip-flop – тригер  
floating – плаваючий  
flux – магнітний потік  
flux density – магнітна індукція  
flyback voltage – напруга зворотного ходу  
foldback – обмеження  
forward current – прямий струм  
forward recovery – пряме відновлення  
frequency – частота  
frequency response – частотна характеристика  
fundamental frequency – основна частота  
full-wave – один півперіод

## **G**

gain – підсилення; коефіцієнт підсилення  
gain margin – запас за підсиленням  
gate – затвор (МДН-транзистора)  
gauge – калібр, діаметр  
graceful degradation – поступове погіршення (характеристик)  
ground – земля (заземлення)

## **H**

headroom – перепад  
headroom voltage – перепад напруги  
heatsink – радіатор (охолодження), тепловідведення  
high-gain amplifier – підсилювач із високим коефіцієнтом підсилення  
high-pass filter – фільтр верхніх частот  
hipot – випробування високою напругою

## **I**

IGBT – Integrated Gate Bipolar Transistor – біполярний транзистор з інтегрованим затвором  
in-band – у смузі, у діапазоні (напр., частот)  
inductance – індуктивність  
inductance factor – коефіцієнт індуктивного опору  
induction loss – втрати на електропровідність діелектрика  
inductor – індуктор, котушка індуктивності, дросель  
input – вхід  
instantaneous current – миттєвий струм

instrument – вимірювальний прилад  
insulating pad – ізоляційна підкладка  
insulation – ізоляція  
insulator – ізолятор  
integrated circuit – інтегральна схема, мікросхема  
interlock – взаємне блокування

## **J**

junction – з'єднання; p-n-перехід

## **L**

laying out – компонування  
lead – проведення, провідник, вивід  
leakage – витік  
leakage inductance – індуктивність розсіювання  
line – мережа електроживлення; лінія  
line regulation – нестабільність вихідної напруги  
load circuit – ланцюг (схема) навантаження  
loading – завантаження  
lockout – блокування  
loop – контур, петля  
losses – втрати  
lossless snubber – демпфер без втрат  
low-pass filter – фільтр нижніх частот

## **M**

magnetic – магнітний; магнетик  
magnetic field strength – напруженість магнітного поля  
magnetic intensity – напруженість магнітного поля  
magnetic path – магнітопровід; лінія магнітної індукції  
magnetizing force – напруженість магнітного поля  
manufacturability – технологічність  
margin – поле, запас  
mount – монтувати, кріпити, установлювати  
MOSFET – metals-oxide-semiconductor field-effect transistor – польовий МДН-транзистор  
Mylar – майлар, поліетилен терифталат  
Mylar tape – майларова плівка

## **N**

negative feedback – негативний зворотний зв'язок  
negative regulator – стабілізатор негативної напруги  
node – вузол  
noise – шум, перешкоди

## **O**

off-line – автономний  
one-shot – одновібратор  
operating conditions – умови експлуатації  
operating life – експлуатаційна довговічність  
operating temperature range – інтервал робочих температур  
optoisolator – оптрон

output – вихід  
output feedback – зворотний зв'язок по виходу  
output stage – вихідний каскад  
overcurrent – перевантаження за струмом  
overriding – анулювання, заборона  
overtemperature – перегрів  
overvoltage – перенапруга

## **P**

package – модуль, складання  
pad – контактна площадка; підкладка  
parasitic element – паразитний (елемент)  
pass – прохід, передача  
pass unit – прохідний елемент  
PCB – printed circuit board – друкована плата  
peak – пік  
peak-to-peak – розмах, подвійна амплітуда  
peak-to-peak ripple voltage – розмах напруги пульсації  
peak current – максимальний струм  
peak voltage – максимальна напруга  
performance – продуктивність; набір характеристик  
permeability – проникність, магнітна проникність  
phase – фаза  
pin – контакт  
plated – металізований  
plot – графік  
pole – полюс  
port – пари полюсів, порт  
power factor – коефіцієнт потужності  
power package – модуль живлення  
power switch – силовий перемикач, ключ  
power transistor – потужний транзистор  
PRF – pulse repetition frequency – частота проходження імпульсів  
probe – щуп, зонд  
pull-up – навантажувальний  
PWM pulse-width modulation – широтно-імпульсна модуляція (ШИМ)  
punch-through – прокол бази

## **Q**

quiescent current – струм спокою

## **R**

radiate – випромінювати  
ramp – пилоподібний сигнал  
range – область, діапазон  
rated – номінальний  
rating – оцінка; номінал  
readjust – регулювання, регулювання  
real power – активна потужність  
recovery – відновлення  
recovery diode – діод з нагромадженням заряду



rectification – випрямлення (напр., струму)  
rectifier – випрямляч  
reflected impedance – внесений повний опір  
regulator – стабілізатор  
reluctance – магнітний опір  
resistance – опір  
resistivity – питомий опір  
resonant – резонансний  
ripple – пульсація  
RMS – root-mean-square – середня діюча (ефективна) величина

## **S**

safe operating area – область усталеної роботи  
safety – безпека  
safety margin – запас надійності  
safety regulations – норми безпеки  
saturable – насичуваний  
saturation – насичення  
sawtooth waveform – пилкоподібна форма імпульсу  
scaling factor – коефіцієнт масштабування  
self-resonance – авторезонанс  
sensing – зчитування, опитування  
sensitive – чутливий  
sequencing – упорядкування  
series-pass – послідовний, послідовно включений  
series-pass unit – послідовно включений регулюючий елемент  
shield – екран  
shielding – екранування  
short-circuited – короткозамкнений  
Shottky diode – діод Шотки  
shunt – шунт  
skin effect – скін-ефект, поверхневий ефект  
slope – ухил, нахил  
snubber – демпфер  
soft start – плавне включення  
source – джерело живлення; витік (МДН-транзистора)  
specification – специфікація, деталізація  
spike – пік, сплеск  
stacked – багатоярусний  
stage – каскад  
standby mode – режим очікування  
start-up – запуск  
step change – східчаста зміна  
step-down – зниження  
step-up – підвищення  
subcircuit – підсхема  
suppressor – подавлювач  
surface mount – поверхневий монтаж  
surge – кидок, викид (напр., струму)  
surge current – надструм  
surge voltage – сплеск напруги

SW – сокр. від "switch" – ключ, перемикач  
switching – перемикання  
switching power supply – імпульсне джерело живлення

## **T**

tank circuit – коливальний контур  
terminal – вивід, контакт  
thermal derating – температурне відхилення номінальних значень  
thermal resistance – тепловий опір  
thermal resistor – терморезистор  
threshold – поріг (якоїсь величини)  
thru-hole – наскрізний отвір  
tolerance – допуск, припустиме відхилення; стійкість  
toroid – кільцевий сердечник  
total harmonic distortion – сумарний коефіцієнт гармонік  
trace – доріжка, з'єднання  
transient – перехідний процес; одиночний короткий імпульс  
transient response time – тривалість перехідних процесів  
transition – перехід  
transfer function – передатна функція  
transformer – трансформатор

## **U**

ultrafast diode – діод з нагромадженням заряду  
unity gain – одиничне посилення

## **V**

valley current – струм долини (мінімуму)  
via – перехідний отвір; наскрізна перемичка  
voltage – напруга  
voltage difference – різниця напруг  
voltage reference – опорна напруга  
voltage spike – сплеск напруги  
volumetric – об'ємний

## **W**

warming – нагрівання  
wave shaping – формування хвилі  
winding factor – обмотувальний коефіцієнт  
wiring – монтажна схема

## **Z**

Zener diode – стабілітрон

*Навчальне видання*

**Осадчук Володимир Степанович,  
Осадчук Олександр Володимирович**

## **ФІЗИЧНА НАНОЕЛЕКТРОНІКА**

Навчальний посібник

Редактор В. Дружиніна

Коректор З. Поліщук

Оригінал-макет підготовлено О. В. Осадчуком

Підписано до друку 14.04.2015 р.  
Формат 29,7×42¼. Папір офсетний.  
Гарнітура Times New Roman.  
Друк різнографічний. Ум. друк. арк. 9,3.  
Наклад 75 пр. Зам. № 2015-039

Вінницький національний технічний університет,  
навчально-методичний відділ ВНТУ.  
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,  
ВНТУ, к. 2201.  
Тел. (0432) 59-87-36.  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи  
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.

Віддруковано у Вінницькому національному технічному університеті  
в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі  
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,  
ВНТУ, ГНК, к. 114.  
Тел. (0432) 59-87-38.  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи  
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.