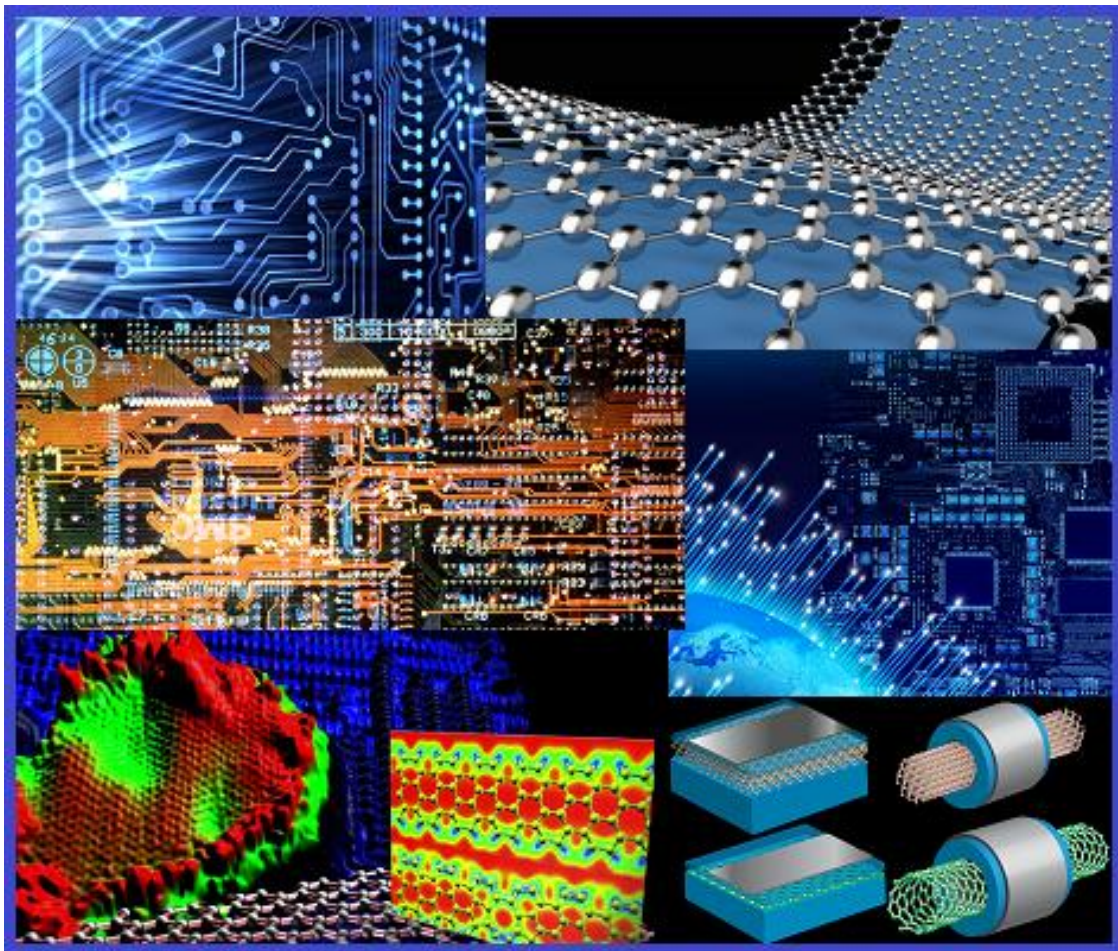


В. С. Осадчук, О. В. Осадчук

ОСНОВИ НАНОЕЛЕКТРОНИКИ



Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

В. С. Осадчук, О. В. Осадчук

ОСНОВИ НАНОЕЛЕКТРОНІКИ

Вінниця
ВНТУ
2016

УДК 691.327

ББК 32.86-5-01; 22.379

О-72

Рецензенти:

В. Г. Дейбук, доктор фізико-математичних наук, професор

В. П. Кожем'яко, доктор технічних наук, професор

В. Ю. Кучерук, доктор технічних наук, професор

Рекомендовано до видання Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 7 від 25.02.2014 р.)

Осадчук, В.С.

О-72 Основи наноелектроніки : Навчальний посібник / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. – Вінниця : ВНТУ, 2016. – 199 с.

У навчальному посібнику розглянуто квантово-механічні основи фізичних процесів в напівпровідникових наноструктурах. Описано основні методи дослідження наноструктурних об'єктів та матеріали, на основі яких виготовляються наноелектронні прилади. Розглянуто принципи роботи нанотранзисторів та функціональних елементів оптоелектроніки на основі квантово-розмірних ефектів. Навчальний посібник підготовлено відповідно до плану кафедри електроніки та програми до дисципліни “Основи наноелектроніки”.

Навчальний посібник розрахований на студентів мікроелектронних та радіоелектронних спеціальностей всіх форм навчання.

УДК 691.327

ББК 32.86-5-01; 22.379

ЗМІСТ

Вступ	6
1 ВСТУП ДО ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ	8
1.1 Кристалічні ґратки.....	8
1.2 Основи зонної теорії напівпровідників.....	10
1.3 Елементи теорії електропровідності напівпровідників.....	19
1.4 Концентрації носіїв струму.....	22
1.5 Визначення положення рівня Фермі у власних напівпровідниках.....	31
1.6 Визначення положення рівня Фермі в невідроджених напівпровідниках, що містять донорні домішки.....	33
1.7 Визначення положення рівня Фермі в невідроджених напівпровідниках, що містять акцепторну домішку.....	40
1.8 Визначення положення рівня Фермі в невідроджених напівпровідниках, що містять донорні й акцепторні домішки.....	43
1.9 Відроджені напівпровідники.....	46
1.10 Теплові й оптичні властивості напівпровідників.....	47
1.11 Генерація і рекомбінація носіїв.....	52
1.12 Корпускулярно-хвильовий дуалізм і принцип Гейзенберга.....	53
1.13 Квантово-розмірні ефекти і характеристичні розміри в наносистемах.....	54
Контрольні питання.....	57
Література.....	58
2 ФІЗИЧНІ ЯВИЩА У НАПІВПРОВІДНИКАХ У НАНОМАСШТАБІ	59
2.1 Двовимірні напівпровідникові наноструктури.....	59
2.2 Рух електронів у потенціальній ямі скінченної глибини.....	63
2.3 Рух електронів в параболічній і трикутній квантових ямах.....	65
2.4 Поняття про квантові проводи.....	67
2.5 Поняття про квантові точки.....	70
2.6 Напружені шари в наноструктурах.....	72
2.7 Вплив напруг на валентну зону.....	74
2.8 Екситонні ефекти у квантових ямах наноструктур.....	77
Контрольні питання.....	79
Література.....	80
3 РУХ НОСІЇВ СТРУМУ В НАНОСТРУКТУРАХ В ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛЯХ	81
3.1 Поздовжній рух носіїв струму в наноструктурах.....	81
3.2 Поздовжній рух гарячих електронів.....	86

3.3 Поперечний рух електронів і резонансне тунелювання.....	88
3.4 Квантовий рух електронів у наноструктурах.....	94
3.5 Кулонівська блокада.....	100
Контрольні питання.....	103
Література.....	104
4 РУХ ЕЛЕКТРОНІВ У МАГНІТНИХ ПОЛЯХ	
КВАНТОВИЙ ЕФЕКТ ХОЛЛА.....	105
4.1 Вплив магнітного поля на об'ємні кристали.....	105
4.2 Рух електронів у наноструктурах при дії магнітного поля.....	108
4.3 Щільність станів у двовимірних квантових системах при дії магнітного поля.....	105
4.4 Ефект Аронова-Бома.....	109
4.5 Ефект Шубнікова-де Гааза.....	112
4.6 Квантовий ефект Холла.....	114
4.7 Дробовий квантовий ефект Холла.....	117
Контрольні питання.....	119
Література.....	119
5 ОПТОЕЛЕКТРОННІ ПРОЦЕСИ У КВАНТОВИХ	
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ.....	120
5.1 Оптичні властивості квантових ям і надграток.....	120
5.2 Оптичні характеристики квантових точок і нанокристалів.....	124
5.3 Електрооптичні ефекти у квантових ямах.....	130
5.4 Електрооптичні ефекти у надгратках.....	133
Контрольні питання.....	136
Література.....	137
6 ІНСТРУМЕНТИ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ	
ПАРАМЕТРІВ НАНОСТРУКТУР.....	138
6.1 Методи дослідження наноструктур.....	138
6.2 Атомно-силовий мікроскоп.....	140
Контрольні питання.....	141
Література.....	143
7 МАТЕРІАЛИ НАНОЕЛЕКТРОНІКИ	144
7.1 Фулерени.....	144
7.2 Вуглецеві нанотрубки.....	147
7.3 Нанорозмірні гетероструктури.....	150
7.4 Графен.....	151
Контрольні питання.....	152
Література.....	153

8 МІКРОЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ НА НАНОСТРУКТУРАХ.....	154
8.1 Модуляційно-леговані польові транзистори (MODFET).....	154
8.2 Біполярні транзистори на гетеропереходах (HBP).....	157
8.3 Діоди з тунельним резонансом (RTD).....	159
8.4 Транзистори з резонансним тунелюванням (RTT).....	162
8.5 Транзистори на гарячих електронах (HET).....	164
8.6 Одноелектронні нанотранзистори (SET).....	167
Контрольні питання.....	170
Література.....	171
9 ДЖЕРЕЛА СВІТЛА І ФОТОПРИЙМАЧІ НА ОСНОВІ НАНОСТРУКТУР.....	172
9.1 Джерела світла на основі квантових гетероструктур	172
9.2 Джерела світла на основі напівпровідникових квантових ям.....	175
9.3 Джерела світла на основі поверхневих лазерів з вертикальним резонатором.....	179
9.4 Джерела світла на напружених структурах.....	180
9.5 Джерела світла на квантових точках.....	182
9.6 Фотоприймальні пристрої на основі квантових ям.....	185
9.7 Пристрої модуляції на основі квантових ям.....	188
Контрольні питання.....	190
Література.....	190

Вступ

Нанотехнологія за останні десятиліття стала однією з найбільш важливих і перспективних галузей знань, які об'єднують фізику, хімію, біологію, технічні науки. Більшість розвинутих держав проводить дослідження і розробки в області нанотехнології. Фундаментальні дослідження з проблем нанотехнології проводяться і в Україні, наприклад, у рамках комплексної програми НАН України «Наноструктурні системи, наноматеріали, нанотехнології», українсько-російської програми «Нанофізика і нанoeлектроніка» і др. Наукові публікації в області нанотехнологій зростають за експоненціальним законом. Кожний рік за даною тематикою проводиться більш ніж 30 міжнародних конференцій. 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.

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 упорядкованими фрагментами розміром від 1 до 100 нм.

Згідно з рекомендацією 7-ої Міжнародної конференції з нанотехнологій (Вісбаден, 2004 р.) виділяють такі типи наноматеріалів: нанопористі структури, наночастинки, нанотрубки і нановолокна, нанодисперсії (колоїди), наноструктуровані поверхні і плівки, нанокристали і нанокластери. При складній формі і будові наночастинки характеристичний розмір не розглядають її розмір у цілому, а розглядають розмір її структурного елемента. Такі частинки отримали назву наноструктур, хоча 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 тільки 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 феромагнітних матеріалів в супермагнітний стан.

Слід підкреслити, що згадку про методи, які пізніше отримали назву нанотехнологій, зробив у 1959 році американський фізик 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-променеву літографію, яка сьогодні використовується для виготовлення інтегральних схем.

Нанотехнологія є міждисциплінарною наукою і практично увійшла в усі області науки і техніки: фізику, хімію, матеріалознавство, біологію, медицину, екологію, сільське господарство, космічну і військову техніку і др. Оцінки експертів показують, що наука про нанотехнології вплине і перебудує всі галузі промислового виробництва, приведе до нової науково-технічної революції, що у свою чергу вплине на розвиток соціальної структури суспільства.

1 ВСТУП ДО ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ

В цій главі розглянуто загальні поняття фізики напівпровідників, які необхідні для подальшого розгляду поведінки і особливостей наноструктур. Наприклад, поведінка електронів у квантових ямах значно відрізняється від поведінки в об'ємних твердих тілах лише в тих випадках, коли електрони долають обмежуючі ці ями потенціальні бар'єри, проте при руху уздовж поверхні поділу поведінка електронів не змінюється. При розгляді поведінки електронів у твердих тілах квантова механіка дозволяє отримати тільки деякі визначені значення для енергії частинки у потенціальному ящику. Ця модель ігнорує особливості періодичних кристалічних ґраток у конкретних тілах і пов'язана лише з поданням певного усередненого потенціалу.

Глава містить поняття про кристалічні ґратки, основи зонної теорії напівпровідників, елементи теорії електропровідності, концентрації носіїв заряду в енергетичних зонах, визначення положення Фермі у напівпровідниках, теплові і оптичні властивості напівпровідників, генерацію і рекомбінацію носіїв заряду, корпускулярно-хвильовий дуалізм і принцип Гейзенберга.

1.1 Кристалічні ґратки

При зближенні атомів і молекул між ними виникають сили взаємодії, що виявляються в такому: при відносно великій відстані між частинками виникають сили притягання, а при невеликих відстанях – сили відштовхування, які зі зменшенням відстані між частинками зростають швидше, ніж сили притягання. Таким чином, існує оптимальна відстань між частинками, при якій результуюча сила дорівнює нулю, що відповідає рівності сил притягання і відштовхування. Такий стан системи називається стійкою рівновагою, при якому частинки вибудовуються в строгому порядку, утворюючи тіло з правильною внутрішньою структурою – кристал. Правильну внутрішню структуру кристалів називають кристалічними ґратками. Правильні кристалічні ґратки можуть бути отримані рівнобіжним переміщенням (трансляцією) частинки уздовж трьох напрямків (рис. 1.1, а): Ox – на відрізки $a, 2a, \dots, ma$; Oy – на відрізки $b, 2b, \dots, nb$; Oz – на відрізки $c, 2c, \dots, pc$. де m, n, p – цілі числа. Координати частинки в таких ґратках визначаються вектором

$$\vec{r} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c} . \quad (1.1)$$

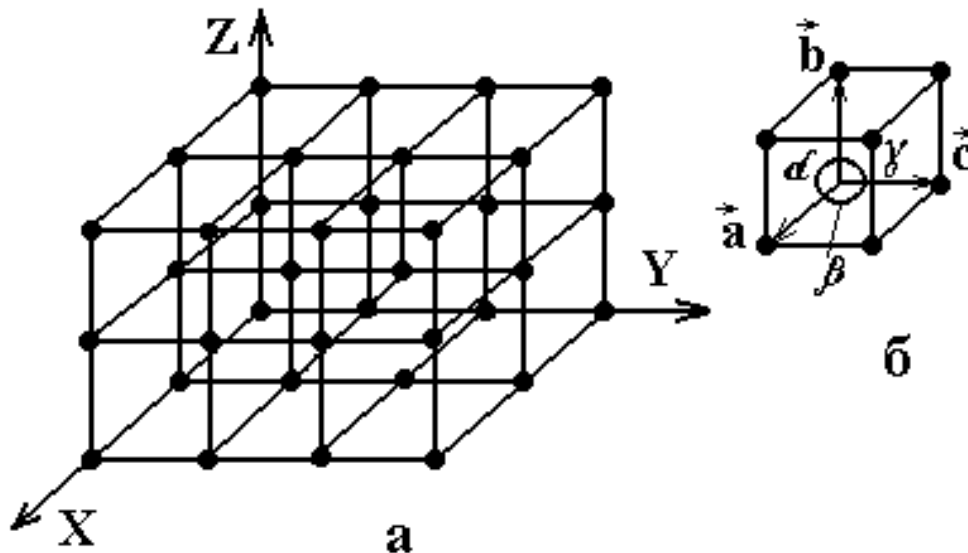


Рисунок 1.1 – Кристалічні ґратки (а) та їхня елементарна комірка (б)

Вектори $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ називаються найменшими векторами трансляції, а їхні числові значення періодами трансляції. Паралелепіпед, сторони якого рівні $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$, називається елементарною коміркою кристалічних ґраток (рис.1.1, б). Елементарна комірка у загальному випадку характеризується шістьма параметрами: трьома ребрами комірки a, b, c і трьома кутами між ними α, β, γ . Існує поняття обернених ґраток. Якщо прямі ґратки утворені векторами $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$, то вектори зворотних ґраток будуть:

$$\vec{a}^* = \frac{1}{V} [\vec{b}\vec{c}], \quad \vec{b}^* = \frac{1}{V} [\vec{c}\vec{a}], \quad \vec{c}^* = \frac{1}{V} [\vec{a}\vec{b}], \quad (1.2)$$

де V – об'єм елементарної комірки прямих ґраток.

Положення атомних площин у кристалічних ґратках визначають індекси Міллера. Їхні значення знаходять у такий спосіб: спочатку визначають точки, у яких розглянута площина перетинає координатні осі, і записують їх в одиницях постійних ґраток, а потім беруть обернені значення отриманих цілих чисел і приводять їх до найменшого цілого, кратного кожному з цих значень. Отриманий результат, укладений у квадратні дужки, і визначає індекси Міллера окремої площини чи системи рівнобіжних площин. На рис. 1.2 зображені основні площини кубічного кристала і відповідні індекси Міллера.

Площинами найбільш легкого руйнування для кремнію і германію є атомні площини (111), а для арсеніду галію – (110). Більшість напівпровідникових матеріалів, використовуваних на практиці, мають кристалічні ґратки типу алмаза чи цинкової обманки, що являють собою тетраедричні структури. У цих структурах кожен атом оточений чотирма найближчими

сусідніми, розташованими у вершинах відповідного тетраедра. Зв'язок між найближчими сусідніми атомами здійснюється парою електронів із протилежними спінами.

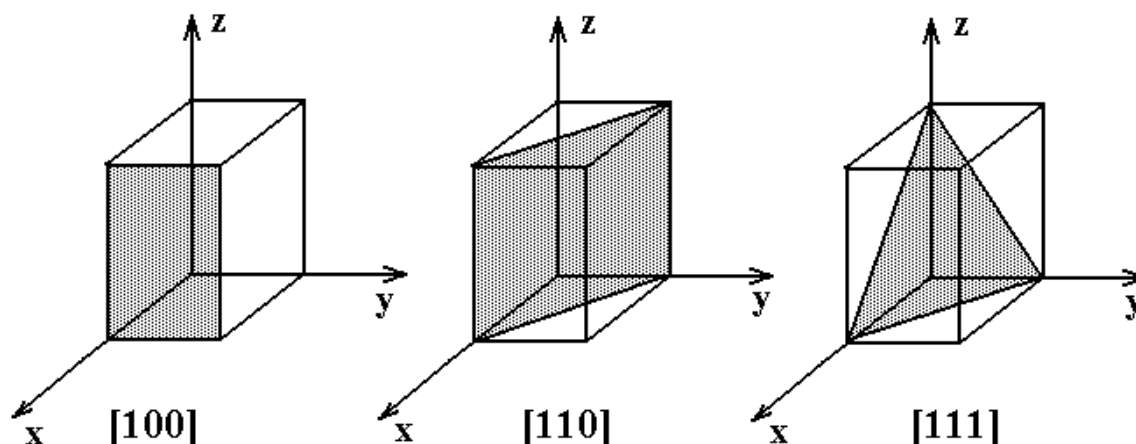


Рисунок 1.2 – Індеси Міллера основних площин кубічного кристала

Гратки типу алмаза і цинкової обманки являють собою дві гранецентровані кубічні гратки, зсунуті одна відносно одної на чверть об'ємної діагоналі елементарної комірки. Кремній і германій – це алмазоподібні напівпровідники, в яких у вузлах тієї чи іншої підгратки знаходяться атоми кремнію чи германію. Кристалічні гратки арсеніду галію являють собою структуру типу цинкової обманки, у якій одну підгратку складають атоми галію, а іншу – атоми миш'яку.

1.2 Основи зонної теорії напівпровідників

Зонний характер енергетичних спектрів кристалічних твердих тіл оснований на розв'язку рівняння Шредінгера, що описує рух електронів у цих тілах. Кристалічні гратки, що мають просторову періодичність, складаються з позитивних ядер, що знаходяться в її вузлах, і електронів, що перебувають біля ядер. Випробуючи на собі вплив зовнішнього електричного поля, кристалічні гратки практично не деформуються, тому що сили зовнішнього електричного поля слабкі в порівнянні із силами, що затримують ядра у вузлах ґраток. Електрони, найбільш віддалені від ядра атома, найбільшою мірою підпадають під вплив зовнішнього електричного поля, під дією якого вони можуть пересуватися по ґратках, створюючи електричний струм. Кількісний опис руху електронів у твердих тілах викликає серйозні труднощі, тому що необхідно враховувати електричні сили відштовхування електронів, сили притягання їх до ближніх і далеких ядер, тобто вирішувати багатоелектронну задачу. Для визначення стаціонарних станів і

енергетичного спектра сукупності великого числа атомних ядер і електронів у кристалі необхідно розв'язати рівняння Шредінгера [2,3]

$$\hat{H}\Phi = E\Phi, \quad (1.3)$$

де H – гамільтоніан кристала; Φ – його хвильова функція; E – енергія кристала.

Хвильова функція кристала залежить від координат всіх електронів \vec{r}_i і всіх атомних ядер \vec{R}_a :

$$\Phi = \Phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n; \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n). \quad (1.4)$$

Оператор Гамільтона містить у собі [2]:

1) оператор кінетичної енергії електронів

$$\sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right),$$

де \hbar – постійна Планка, ділена на 2π ($\hbar = h/2\pi$); m_0 – маса електрона,

$\Delta_i = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2}$ оператор Лапласа для i -го електрона;

2) оператор кінетичної енергії ядер

$$\sum_\alpha \left(-\frac{\hbar^2}{2M_\alpha} \Delta_\alpha \right),$$

де M_α – маса ядра, $\Delta_\alpha = \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_\alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_\alpha^2}$;

3) потенціальну енергію попарної взаємодії електронів

$$\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q^2}{r_{ij}}, \quad i \neq j;$$

4) потенціальну енергію попарної взаємодії ядер

$$V_0(\vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n);$$

5) потенціальну енергію взаємодії електронів з ядрами

$$U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n; \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n) ;$$

З врахуванням складових гамільтоніана рівняння Шредінгера запишемо як

$$\left\{ \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \sum_\alpha \left(-\frac{\hbar^2}{2M_\alpha} \Delta_\alpha \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q^2}{r_{ij}} + V_0(\vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n) + U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n; \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n) \right\} \Phi = E\Phi \quad (1.5)$$

Число незалежних змінних у (1.3) визначається числом частинок у кристалі, що в 1 см^3 складає 10^{22} . У загальному вигляді така задача не має розв'язку, тому можливо лише її наближений розв'язок з використанням ряду спрощень.

Одним з наближень, що дозволяють трохи спростити рівняння руху електронів у твердому тілі, є адиабатичне наближення, чи наближення Борна-Оппенгеймера. Суть його полягає в тому, що маса ядра атома значно більша маси електрона, тому при кожній зміні положення ядра атома електрони миттєво ідуть за його зміною. Це дозволяє вважати в першому наближенні, що електрони рухаються в потенціальному полі фіксованих ядер. При вивченні руху ядер, навпаки, варто враховувати не миттєве положення електронів, а поле, створюване їхнім середнім просторовим розподілом.

Найбільш грубе наближення - таке, при якому ядра вважаються нерухомими. У цьому випадку координати ядер $\vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n$ уже не є змінними, параметри R_{10}, \dots, R_{n0} являють собою координати вузлів кристалічних ґраток. Кінетична енергія ядер у цьому випадку дорівнює нулю, а енергія їхньої взаємодії V_0 приймає постійне значення. Відповідним вибором початку відліку енергії її можна перетворити в нуль.

З урахуванням цих зауважень (1.5) спрощується і тепер воно описує рух електронів у полі нерухомих ядер. Енергія електронів і їхня хвильова функція тепер залежать від періодичного розташування ядер. У цьому випадку рівняння Шредінгера можна записати в такий спосіб [2]:

$$\left\{ \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q^2}{r_{ij}} + U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n; \vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_n) \right\} \psi_q = E_q \psi_q \quad (1.6)$$

Можливо подальше скорочення числа змінних у (1.6), якщо вважати, що всі електрони атома, крім валентних, разом з ядром утворюють нерухомий атомний залишок (іон). Іншими словами, (1.6) описує тільки рух валентних електронів у потенціальному полі нерухомих іонів. Це спрощення одержало назву валентної апроксимації.

Однак (1.6) з урахуванням зазначених спрощень не має розв'язку в загальному вигляді. Подальшим спрощенням, що дозволяє вирішити багатоелектронну задачу для кристала, є метод Хартрі-Фока. Суть його полягає в тому, що енергія попарної взаємодії електронів замінюється взаємодією кожного електрона з усередненим полем всіх інших електронів. Це означає, що потенціальна енергія окремо взятого електрона залежить не тільки від руху всіх інших електронів, але і від руху його самого. Отже, поле не тільки визначає рух даного електрона, а саме залежить від його руху. Таке поле одержало назву самоузгодженого. Використання самоузгодженого поля дозволяє звести багатоелектронну задачу для кристала до одноелектронної. У математичному плані це означає, що в (1.6) можлива така заміна:

$$\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q^2}{r_{ij}} = \sum \Omega(\vec{r}_i) , \quad (1.7)$$

де $\Omega(\vec{r}_i)$ – потенціальна енергія i -го електрона в полі всіх інших електронів.

Аналогічно потенціальну енергію взаємодії електронів з ядрами можна також подати у вигляді суми

$$U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots) = \sum_i U_i(\vec{r}_i) , \quad (1.8)$$

де $U_i(\vec{r}_i)$ – потенціальна енергія i -го електрона в полі всіх ядер.

З урахуванням (1.7) і (1.8) рівняння (1.6) перетвориться до вигляду [2]

$$\left\{ \sum \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i + \Omega_i(\vec{r}_i) + U_i(\vec{r}_i) \right) \right\} \psi_q = E_q \psi_q . \quad (1.9)$$

Таким чином, введення самоузгодженого поля дозволяє розглядати рух електронів у кристалі незалежно один від одного, а це означає, що між ними не існує електричної взаємодії. У математичному відношенні це дає можливість подати хвильову функцію системи частинок у вигляді добутку хвильових функцій, що описують стан окремих частинок системи. З фізичної точки зору можна вважати, що повна енергія системи частинок дорівнює сумі енергій окремих електронів.

Позначивши потенціальну енергію електрона в кристалі функцією

$$V(\vec{r}) = U(\vec{r}) + \Omega(\vec{r}) , \quad (1.10)$$

перетворимо рівняння Шредінгера для електрона в кристалі до вигляду

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(\vec{r}) \right] \psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) . \quad (1.11)$$

Рівняння (1.11) розв'язуємо в наближенні сильного чи слабого зв'язку. Під наближенням слабого зв'язку розуміють випадок, коли кінетична енергія електронів значно перевищує їхню потенціальну енергію, пов'язану з просторовою зміною. При цьому періодичний потенціал $V(\vec{r})$ можна розглядати як мале збурювання вільного руху електронів. Такий підхід при розв'язанні рівняння Шредінгера дає задовільні результати для металів.

У наближенні сильного зв'язку розглядають випадок, коли стан електронів у кристалі мало відрізняється від їхнього стану в ізольованому атомі. Такий розгляд справедливий для електронів, близько розташованих до ядра, коли між ними і сусідніми атомами, що знаходяться у вузлах ґратки, не відбувається взаємодії. Однак наближення ні слабо, ні сильно пов'язаних електронів не описує стан валентних електронів у кристалі, тому вони не дозволяють одержати кількісні розрахунки енергетичного спектра електронів для твердих тіл.

Розв'язок (1.11) – хвильова функція електрона в періодичному полі кристала, яку можна подати у вигляді функції Блоха:

$$\psi_K(r) = e^{i\vec{K}\vec{r}} U_K(\vec{r}) , \quad (1.12)$$

де $e^{i\vec{K}\vec{r}}$ – плоска хвиля, що біжить у напрямку хвильового вектора \vec{K} ; $U_K(\vec{r})$ – функція координат, що залежить від вектора \vec{K} і має періодичність ґратки.

Таким чином, хвильова функція електрона в періодичному полі кристала являє собою плоску модульовану за амплітудою хвилю, що має період кристалічних ґраток і біжить у напрямку хвильового вектора. Хвильовий вектор характеризує квантовий стан електрона в кристалі. Модуль хвильового вектора \vec{K} , називається хвильовим числом і виражає число довжин хвиль, що укладаються на відрізок 2π , тобто $K = 2\pi/\lambda$.

При розгляді одновимірної задачі в наближенні слабо пов'язаних електронів залежність повної енергії електрона, що рухається в періодичному потенціальному полі, від хвильового вектора \vec{K} можна подати графічно (рис. 1.3) [3, 4].

Як видно з рис.1.3, залежність $E(\vec{K})$ являє собою квадратичну параболу поблизу дна першої з дозволених зон, потім, при наближенні до стелі зони крива $E(\vec{K})$ відхиляється від параболи, показаної пунктиром. При $K = \pm\pi/a$ маємо стелю першої зони і розрив в кривій, що відповідає забороненій зоні. Далі спостерігаються відрізки кривих, що визначають більш високі енергетичні зони.

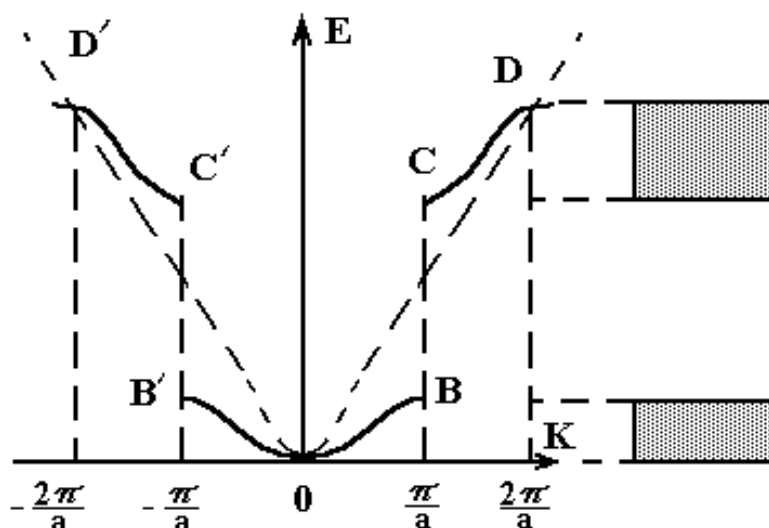


Рисунок 1.3 – Залежність повної енергії електрона від хвильового вектора

Отже, хвильовий характер руху електронів у періодичному потенціальному полі кристала сприяє виникненню дозволених і заборонених зон енергії для електронів.

Для наочності розглянемо тепер велику кількість однакових атомів, розміщених у правильних кристалічних ґратках з постійною ґраток, що набагато перевищує її реальне значення. Іншими словами, у цьому випадку між атомами немає взаємодії. Кожен атом буде мати свій індивідуальний енергетичний рівень. Якщо тепер зменшувати величину постійної ґраток настільки, щоб проявилася взаємодія атомів, то кожен індивідуальний рівень розділиться на ряд рівнів, що утворять енергетичну зону, причому число квантових станів в енергетичній зоні залишиться рівним числу атомних квантових станів, з яких вийшла зона. На рис. 1.4 показане розщеплення енергетичних рівнів при зменшенні постійної ґраток.

Найвищі енергетичні стани, максимально віддалені від ядра, будуть взаємодіяти один з одним при великих значеннях постійної ґраток у порівнянні з більш низькими енергетичними станами. Ширина енергетичної зони і її положення на енергетичній шкалі залежать від постійної ґраток і енергетичного рівня, з якого утворилася зона.

Відповідно до принципу Паулі можна стверджувати, що електрони займають усі квантові стани до певного рівня, вище якого стани залишають-

ся вільними. Розглянемо два можливих випадки заповнення електронами утворених енергетичних зон, якщо вони не перекриваються. У першому випадку, якщо енергетична зона утворена з верхнього енергетичного рівня окремого атома, причому два квантових стани цього рівня заповнені електронами обох значень спіну, то дана зона буде цілком заповнена, а наступні більш високі зони будуть вільні (дозволені енергетичні зони). В другому випадку, якщо найвищий рівень окремо взятого атома містить тільки один електрон, енергетична зона, що утворилася з нього, буде заповнена тільки наполовину.

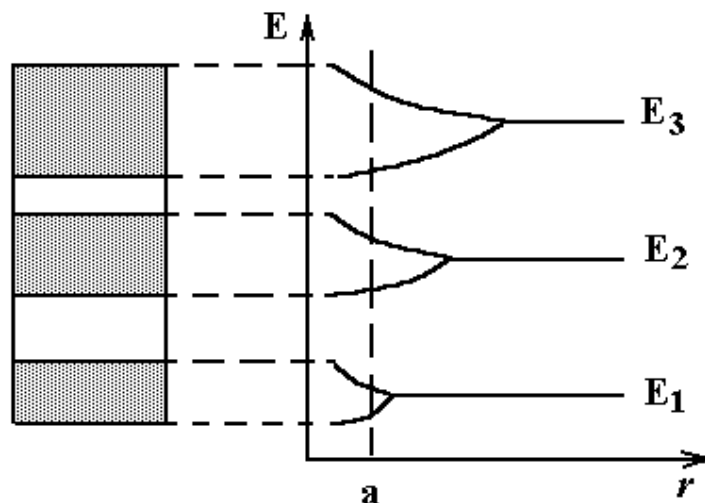


Рисунок 1.4 – Утворення енергетичних зон з енергетичних рівнів при зближенні атомів

Для розрахунку числа станів в енергетичній зоні при розв'язуванні рівняння Шредінгера необхідно врахувати граничні умови при переході від нескінченно великих ідеальних кристалічних ґраток до ґраток скінченних розмірів. Такими граничними умовами є умови циклічності Борна-Кармана, основа яких – періодичність властивостей електронів у кристалічних ґратках. У математичному відношенні це означає, що хвильова функція ψ повинна мати те саме значення на протилежних гранях кристалічних ґраток скінченних розмірів. Це, у свою чергу, приводить до того, що компоненти хвильового вектора \vec{K} змінюються не безупинно, а приймають ряд дискретних значень. Відповідно до цього виявляється квантованою і енергія електронів у дозволеній зоні. При ширині зони 1 еВ середня відстань між її рівнями буде $\sim 10^{-22}$ еВ, тобто енергетичну зону можна вважати квазінеперервною.

Для визначення зон Бріллюена скористаємося поняттям простору, що визначається системою координат K_x, K_y, K_z (складові хвильового вектора \vec{K}). Введення K -простору пов'язано з використанням поняття простору імпульсів, тому що імпульс електрона пов'язаний із хвильовим вектором співвідношенням $\vec{P} = \hbar\vec{K}$. Дозволеним енергетичним зонам у кристалі відповідають зони в K -просторі. Для одновимірного випадку, коли кристалі-

чні ґратки зображаються у вигляді лінійного ланцюжка атомів, першій енергетичній зоні по горизонтальній осі (див. рис.1.3) відповідає ділянка від $-\pi/a$ до $+\pi/a$. Ця ділянка по горизонтальній осі довжиною $2\pi/a$ являє собою так названу першу зону Бріллюена в одновимірному K - просторі. Друга зона Бріллюена складається з двох ділянок від π/a до $2\pi/a$ і від $-2\pi/a$ до $-\pi/a$. Аналогічно визначаються наступні зони Бріллюена для одновимірного випадку. Таким чином, зони Бріллюена в одновимірному поданні зображуються відрізками осі K , протягом якої повна енергія E є квазінеперервною функцією \vec{K} , на границях зон енергія перетерплює розрив.

У тривимірному K -просторі визначити зони Бріллюена значно складніше, хоча для найбільш простих кубічних ґраток перша зона Бріллюена являє собою куб у K -просторі, сторона якого дорівнює $2\pi/a$. Позначимо L_x довжину одновимірного лінійного ланцюжка атомів, а N_x – число атомів у ній, тоді число значень K_x (число станів) буде дорівнювати числу атомів N_x . Зі збільшенням L_x зростає число станів, що приводить до їх більш щільного розміщення, і при великому N_x зони Бріллюена можна вважати квазінеперервними. При розгляді тривимірного кристала повне число станів у першій зоні Бріллюена дорівнює числу атомів у кристалі $N = N_x N_y N_z$ (без обліку спіну). У кожному із зазначених станів може бити не більш двох електронів, що відрізняються спінами. Стан електрона визначають чотири фізичні величини, тобто K_x, K_y, K_z і четверта спінова. Для всіх станів атома, крім S -станів, число їх визначається добутком gN , де N – число атомів кристала заданого об'єму, $g = 2l + 1$; l -орбітальне квантове число.

При накладенні зовнішнього електричного поля на кристалічні ґратки змінюється енергія електронів. Розв'язування рівняння Шредінгера в цьому випадку можна спростити, якщо замінити рух електронів у періодичних полях ґраток рухом вільних електронів, яким тепер приписується ефективна маса [2, 4]

$$m^* = \left[\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dK^2} \right]^{-1}. \quad (1.13)$$

Ефективна маса електронів, що знаходяться в квантових станах біля дна дозволеної зони, позитивна. Для електронів, що знаходяться в квантових станах, розташованих біля середньої частини дозволеної зони, спостерігається перегин кривої $E(K)$, так що $\frac{d^2 E}{dK^2}$ перетворюється в нуль і ефективна маса прямує до нескінченності. Далі ефективна маса змінює знак і стає від'ємною величиною. Поблизу стелі дозволеної зони ефективна маса

електронів виявляється від'ємною скінченною величиною. Знайдене абсолютне значення m^* за (1.13) буде відповідати масі дірки. Експериментально ефективну масу електрона визначають методом циклотронного резонансу.

Вплив зовнішнього електричного поля на рух електронів у кристалі зображується у вигляді скривлення енергетичних зон ідеального кристала. Рівні енергії піднімаються в тих областях кристала, де потенціальна енергія електрона, обумовлена зовнішнім полем, більша нуля, і опускаються, де потенціальна енергія електрона менша нуля. Рух електрона в ідеальному кристалі відбувається без зміни енергії, тобто він залишається на тому самому рівні енергетичної зони, а отже, його прискорення дорівнює нулю. При накладенні електричного поля на ідеальні кристалічні ґратки рух електронів буде подібний руху вільних частинок під дією зовнішньої сили. Електрони переміщуються в обмеженому об'ємі кристала, і їхня енергія змінюється, що відповідає переходу електронів з одного рівня на інший в енергетичній зоні.

Розрахунок зонної структури напівпровідників – досить складна задача. Для германію і кремнію залежність $E(K)$ для довільно обраної точки K являє собою рівняння 164-го степеня. Тому енергія була обчислена тільки для деяких симетрично розташованих точок зони Бріллюена, для яких розрахунок значно спрощується. В атома кремнію 14 електронів, а в атома германію – 32, що розподілені по станах у такий спосіб:

$$\begin{aligned} Si^{(14)} & (1S^2 2S^2 2P^6 3S^2 3P^2), \\ Ge^{(32)} & (1S^2 2S^2 2P^6 3S^2 3P^6 3D^{10} 4S^2 4P^2). \end{aligned} \quad (1.14)$$

Таким чином, в атома кремнію і германію остання оболонка не заповнена, в ній у P -стані знаходиться два електрони з паралельними спінами. Це приводить до того, що зона провідності і валентна зона кремнію і германія включають P -стани з триразовим виродженням і являють собою накладення трьох підзон. На рис.1.5 вони показані трьома гілками $E(K)$. Ця залежність неоднакова для різних кристалографічних напрямків. Положення абсолютного мінімуму енергії визначає дно зони провідності. Мінімум енергії також називають долинами.

Введення домішкових атомів у кристалічні ґратки напівпровідника сприяє появі енергетичних рівнів (дозволених станів) у забороненій зоні, пов'язаних з областю збурювання. Рівень енергії, що відповідає локалізованому стану електрона, виникає в результаті відщиплення екстремального рівня від зони енергії і переходу його в заборонену зону. Розв'язок рівняння Шредінгера для п'ятого електрона атома миш'яку, що не беруть участь в утворенні ковалентного зв'язку, показує, що рівень енергії донорної домі-

шки лежить у забороненій зоні нижче дна зони провідності E_c на величину, рівну енергії іонізації донорної домішки.

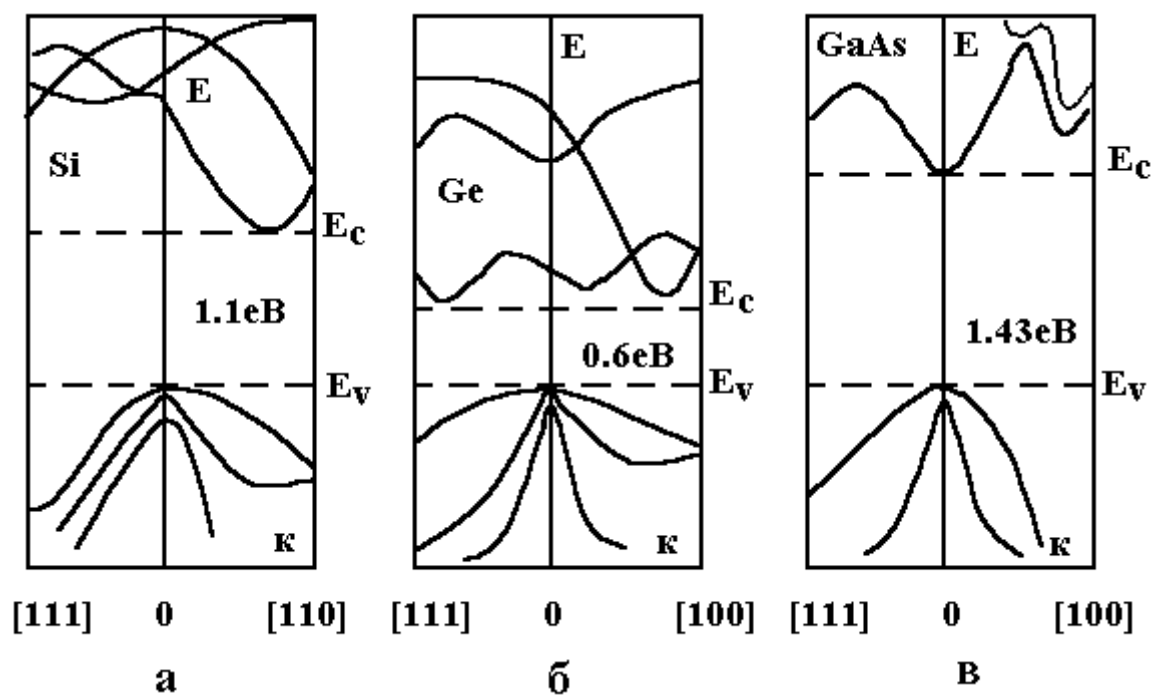


Рисунок 1.5 – Зонна структура кремнію (а), германію (б) і арсеніду галію (в) [4]

Розв'язок задачі про рух електрона в полі позитивного іона акцепторної домішки показує, що рівень акцепторної домішки знаходиться в забороненій зоні вище стелі валентної зони E_v на величину, рівну енергії іонізації акцепторної домішки. Енергія іонізації донорних і акцепторних домішкових атомів у германії складає 0,01 eV.

1.3. Елементи теорії електропровідності напівпровідників

Розглянемо механізм електропровідності напівпровідників на прикладі класичного напівпровідникового матеріалу – кремнію. Як відомо, він має кристалічні ґратки типу алмаза, кожен атом ґратки ковалентно зв'язаний з чотирма іншими атомами. Ковалентний зв'язок забезпечують чотири валентних електрони. При температурі, рівній абсолютному нулю, така структура надзвичайно стабільна і кристал є ізолятором. При температурі вище абсолютного нуля деякі валентні електрони одержують енергію достатню, щоб відірватися від атомів. Таким чином, у кристалі напівпровідника виникають рухливий електрон і незавершений ковалентний зв'язок, що одержав назву дірки. Дірка може бути заповнена електроном, що перейшов із сусіднього атома, створивши там наступний незавершений ковалентний зв'язок, тобто незавершений ковалентний зв'язок є рухливим. Іншими сло-

вами, дірка являє собою відсутність електрона, тому її можна розглядати як частинку, що має позитивний заряд, рівний за величиною заряду електрона.

Напівпровідник, у якому в результаті розриву ковалентних зв'язків утвориться рівна кількість електронів і дірок, називається власним. Під впливом теплового збудження пари електрон–дірка безупинно виникають і безупинно рекомбінують з такою швидкістю, що в середньому кількість електронів і дірок залишається незмінною.

Власний напівпровідник являє собою кристал, у якому є рухливі електрони і дірки, що безладно переміщуються при відсутності електричного поля. Чим вища температура, тим більша кількість пар електрон–дірка виникає у власному напівпровіднику. Тепловий рух носіїв заряду відбувається в реальному кристалі, якому властиві такі неоднорідності, як теплове колювання атомів кристала, різного виду дефекти, домішки, дислокації. Це приводить до зіткнень заряду з цими неоднорідностями, що у свою чергу змінює напрямок руху. Тому тепловий рух носіїв заряду є безладним.

Відстань, яка пройдена електроном у період між двома зіткненнями, називається довжиною вільного пробігу, а усереднене значення усіх відрізків шляху є середньою довжиною вільного пробігу [2]. Час між двома зіткненнями і його усереднене значення називається відповідно часом вільного пробігу і його середнім значенням. Середня швидкість теплового руху електронів при кімнатній температурі складає 10^7 см/с.

Прикладемо електричне поле до кристала власного напівпровідника. Його рухливі електрони під дією електричного поля почнуть рухатися в напрямку, протилежному напрямку поля. Спрямований рух рухливих носіїв заряду в електричному полі називається дрейфом, а швидкість їхнього спрямованого руху – дрейфовою швидкістю [2]. Дірки, що являють собою вакантне місце в ковалентному зв'язку, також будуть направлено переміщатися, але протилежно напрямку руху електронів, тобто за напрямком електричного поля. Таким чином, струм у власному напівпровіднику характеризується двома складовими – електронним і дірковим струмами.

Розглянемо механізм електропровідності напівпровідника з домішками на прикладі кремнію, коли один з атомів у кристалічних ґратках напівпровідника заміщений атомом елементів V чи III групи. Такий напівпровідник називається домішковим, а його електропровідність, обумовлена наявністю в кристалі домішки, – домішковою. Введення атомів елементів V групи в кристал кремнію створює електронний тип електропровідності. Це відбувається в такий спосіб. Чотири валентних електрони кремнію утворюють ковалентний зв'язок з чотирма валентними електронами атома елемента V групи, наприклад, миш'яку. Один валентний електрон атома миш'яку виявляється слабо зв'язаний з ним, тому він легко відривається від атома миш'яку і з цього моменту починає вільно переміщатися по кристалу, збільшуючи його електропровідність. Такі домішкові атоми, що віддають

електрони, називають донорними. Іонізовані домішкові атоми миш'яку набувають, таким чином, позитивний заряд, що залишається нерухомим. Отже, домішкові атоми миш'яку в кристалі кремнію створюють рухливі електрони і нерухомий позитивний заряд, а в цілому кристал залишається електронейтральним.

Аналогічна картина спостерігається, коли атоми кремнію в кристалічних ґратках замінюються домішковими атомами елементів III групи, наприклад, бором. Три валентних електрони атома бора утворюють ковалентний зв'язок із трьома валентними електронами атома кремнію. Один електрон атома кремнію в цьому випадку виявляється слабо зв'язаним зі своїм атомом, його перехід до атома бора створює незавершений ковалентний зв'язок (дірку), що вільно переміщається по кристалі, і нерухомий негативний заряд на іонізованих атомах бора. Домішкові атоми, що приймають електрони, називають акцепторними. Напівпровідник, що містить донорні домішки, називають напівпровідником n-типу, у цьому випадку електрони є основними носіями, тому що їхня кількість у порівнянні з дірками значно більша, а дірки є неосновними. Напівпровідник, що містить акцепторні домішки, називають напівпровідником p-типу, тому що дірки – основні носії й у цьому випадку вони забезпечують електропровідність кристала.

Число рухливих носіїв струму, створюваних домішками, значно перевищує число носіїв, що утворюються в результаті теплового порушення, навіть при дуже малих концентраціях домішкових атомів (один домішковий атом на мільйон атомів напівпровідника). Практично всі домішкові атоми напівпровідника виявляються іонізованими при кімнатній температурі, тому невеликі зміни в температурі не роблять будь-якого помітного впливу на кількість основних носіїв струму в даному напівпровіднику.

Однак електропровідність кристала напівпровідника залежить не тільки від концентрації рухливих носіїв струму, але і від їхньої рухливості, тобто міри легкості, з якою вони переміщаються під впливом прикладеного електричного поля.

Параметр, що пов'язує дрейфову швидкість носіїв заряду з напруженістю електричного поля, називають рухомістю заряду. Позначимо її μ , тоді

$$v = \mu E_n, \quad (1.15)$$

звідки

$$\mu = v / E_n = q\tau / m. \quad (1.16)$$

У загальному випадку щільність струму пов'язана зі швидкістю руху носіїв струму співвідношенням

$$\vec{j} = qn\vec{v} = qn\mu\vec{E}_n. \quad (1.17)$$

Питома провідність на підставі закону Ома визначається з врахуванням (1.17) у такий спосіб:

$$\sigma = j / E_n = qn\mu . \quad (1.18)$$

Повна швидкість електрона характеризується тепловою швидкістю \vec{v}_T і швидкістю дрейфу \vec{v}_y , тому час вільного пробігу електрона τ залежить від енергії. У зв'язку з цим при визначенні дрейфової швидкості необхідно усереднювати час вільного пробігу з урахуванням функції розподілу електронів по енергіях.

1.4 Концентрації носіїв струму

Кількісні співвідношення для струмів, що протікають через напівпровідник, від прикладених напруг можна знайти на підставі знань концентрацій електронів і дірок при різних умовах. Концентрації електронів і дірок визначають за умови, що відомі щільність квантових станів для електронів у певному енергетичному проміжку зони провідності і щільність квантових станів для дірок в енергетичному проміжку валентної зони, а також імовірності заповнення цих квантових станів.

Визначимо спочатку щільність квантових станів у певному енергетичному проміжку в зоні провідності напівпровідника. Міркування про значення щільності квантових станів справедливі для електронів і дірок, що знаходяться поблизу дна зони провідності і стелі валентної зони. Дійсно, у квантових станах біля дна зони провідності знаходиться велика частина електронів зони провідності, тому що в квантових станах з великою енергією є дуже мало електронів зони провідності.

Таким чином, щільність квантових станів $g_n(E)$ визначається відношенням кількості квантових станів dZ в одиничному інтервалі енергії для одиничного об'єму кристала [2]:

$$g_n(E) = \frac{dZ}{dE} . \quad (1.19)$$

Енергію електрона біля дна зони провідності можна подати у вигляді

$$E = E_C + \frac{p^2}{2m_n^*} , \quad (1.20)$$

де E_C – енергія електрона на дні зони провідності; m_n^* – ефективна маса електрона.

У даному випадку вважаємо, що поверхні рівної енергії зони провідності і валентної зони – сфери, тому енергетичний проміжок з енергією від E до $E + dE$ являє собою шар кулі. Об'єм цього шару

$$dV_p = 4\pi p^2 dp . \quad (1.21)$$

Об'єм елементарної комірки кристала в просторі імпульсів на підставі співвідношення Гейзенберга дорівнює h^3 , причому в кожній елементарній комірці можуть знаходитися два електрони з протилежними спінами. Отже, кількість квантових станів в об'ємі dV_p

$$dZ = 2 \frac{dV_p}{h^3} = \frac{8\pi}{h^3} p^3 dp . \quad (1.22)$$

З (1.20) знаходимо значення імпульсу електрона:

$$p = (2m_n^*)^{1/2} (E - E_C)^{1/2} , \quad (1.23)$$

звідки

$$dp = \frac{1}{2} (2m_n^*)^{1/2} (E - E_C)^{-1/2} dE . \quad (1.24)$$

Підставивши (1.22) і (1.24) у (1.19), одержимо щільність квантових станів біля дна зони провідності [2]:

$$g_n(E) = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} . \quad (1.25)$$

Енергія дірки біля стелі валентної зони

$$E = E_V - \frac{p^2}{2m_p^*} , \quad (1.26)$$

де E_V – енергія дірки на стелі валентної зони; m_p^* – ефективна маса дірки.

Розрахунок щільності квантових станів для дірок аналогічний розрахунку щільності для електронів. Отже,

$$g_p(E) = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} (E_V - E)^{1/2} . \quad (1.27)$$

При визначенні щільності квантових станів для більш складних поверхонь, рівної енергії в координатах чи імпульсів у координатах хвильового вектора для валентної зони і зони провідності, одержуємо ті ж результати, тільки замість ефективних мас електронів і дірок у (1.25) і (1.27) необхідно використовувати ефективні маси щільності станів.

Імовірність заповнення квантового стану електроном, що має енергію в заданому інтервалі, визначається функцією розподілу Фермі-Дірака

$$f_n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_\phi}{kT}} + 1}, \quad (1.28)$$

де E_ϕ – енергетичний рівень Фермі; k – стала Больцмана; T – температура.

На рис.1.6 показана функція розподілу Фермі-Дірака для металу, у якого остання енергетична зона частково заповнена.

При температурі 0 К рівень Фермі відокремлює цілком зайняті електронами енергетичні рівні від незайнятих. При більш високих температурах рівень Фермі відокремлює більш заповнені енергетичні рівні від менш заповнених. Функція розподілу симетрична щодо рівня Фермі. Її числові значення відмінні від нуля чи одиниці в межах $2...3 kT$ поблизу значень енергій, рівних енергії рівня Фермі.

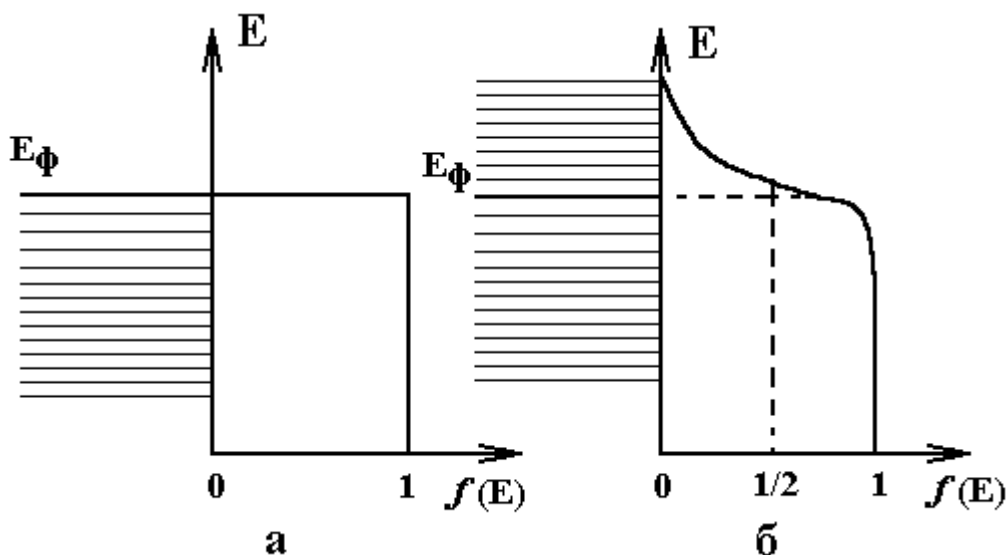


Рисунок 1.6 – Імовірність зайнятості електронами енергетичних рівнів металу при температурі, рівній 0 К (а), і більш високій (б)

Імовірність зайнятості квантового стану електроном характеризує функція розподілу Фермі-Дірака. Визначимо імовірність відсутності електрона в квантовому стані, тобто знайдемо імовірність заповнення цього квантового стану діркою. Очевидно, від одиниці необхідно відняти значення імо-

вірності заповнення квантового стану електроном при тепловій рівновазі. Отже [2],

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E_\phi - E}{kT}} + 1} . \quad (1.29)$$

З (1.29) видно, що функція розподілу для дірок аналогічна функції розподілу електронів за умови, що відлік енергії дірок від рівня Фермі варто робити в протилежну сторону в порівнянні з напрямком відліку енергії для електронів. При значеннях енергії електронів $E - E_\phi \gg kT$ функція розподілу Фермі-Дірака збігається з функцією розподілу Больцмана для частинок, що підпорядковуються класичній статистиці. Якщо система частинок, що являє собою електронний газ, підпорядковується статистиці Больцмана, то говорять, що електронний газ невинроджений. Відповідно до цього напівпровідник з таким розподілом заряду називається невинродженим.

Варто вказати, що в умовах теплової рівноваги функція Фермі-Дірака показує середній в часі розподіл енергії дірок і електронів.

Визначимо імовірність заповнення електронами домішкових донорних і акцепторних рівнів. Спочатку виконаємо це для донорної домішки, причому введемо такі позначення: n_d – кількість електронів, що знаходяться на домішковому донорному рівні; N_d – кількість домішкових донорних атомів. Домішковим донорним атомом є атом миш'яку, у якого тільки один електрон може брати участь у провідності напівпровідникового кристала. Таким чином, кількість квантових станів на домішковому рівні енергії буде відповідати кількості домішкових атомів N_d в одиничному об'ємі (рис. 1.7). При переході електронів із домішкового донорного рівня в зону провідності відбувається іонізація домішкових атомів і утвориться нерухомий позитивний заряд у кристалі напівпровідника. Концентрація іонізованих донорних атомів визначається різницею $N_d - n_d$.

Функцію розподілу Фермі-Дірака не можна використовувати для опису розподілу електронів по домішкових станах, тому що вона справедлива для енергетичних станів, у яких знаходяться два електрони з протилежними спінами. У даному випадку на енергетичному донорному рівні в квантовому стані знаходиться тільки один електрон, тому в загальному вигляді функція розподілу електронів для домішкових станів має вигляд [2]

$$f(E) = \frac{1}{\frac{1}{G} e^{\frac{E - E_\phi}{kT}} + 1} , \quad (1.30)$$

де G – ступінь виродження домішкового рівня. Для донорної домішки при $E = E_d$ $G=2$.

Таким чином, функція розподілу електронів по донорних рівнях

$$f(E_d) = \frac{1}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d - E_\Phi}{kT}} + 1} . \quad (1.31)$$

Використовуючи (1.31) і співвідношення $n_d / N_d = f(E_d)$, нескладно визначити концентрацію електронів на домішкових донорних рівнях:

$$n_d = \frac{N_d}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d - E_\Phi}{kT}} + 1} . \quad (1.32)$$

Функція розподілу для позитивних іонів донорної домішки чи іншими словами функція розподілу дірок на домішковому донорному рівні

$$f_p(E) = \frac{1}{Ge^{\frac{E_\Phi - E_d}{kT}} + 1} . \quad (1.33)$$

На підставі співвідношення $p_d / N_d = f_p(E_d)$ знаходимо концентрацію дірок на донорном рівні:

$$p_d = \frac{N_d}{e^{\frac{E_\Phi - E_d}{kT}} + 1} . \quad (1.34)$$

При розгляді напівпровідника з акцепторною домішкою, наприклад кремнію, легованого бором, виникає можливість того, що один з чотирьох ковалентних зв'язків атома кремнію залишиться незавершеним. Це еквівалентно переходу електрона від атома кремнію до атома бору. Таким чином, відбувається утворення від'ємного іона бору і дірки у валентній зоні напівпровідника. У нейтральному стані на енергетичному рівні акцепторної домішки знаходиться один електрон з довільним напрямком спіну, а в іонізованому стані на домішковому енергетичному рівні – два електрони з антипаралельними спінами.

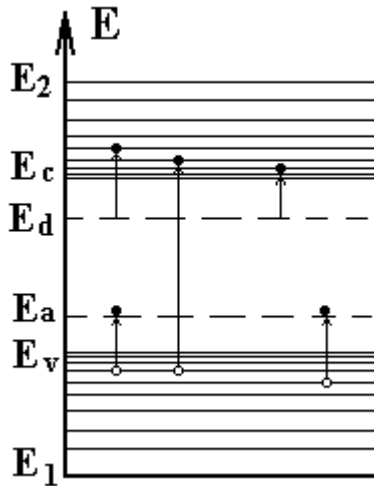


Рисунок 1.7 – Енергетична діаграма напівпровідника, який має донорні й акцепторні домішки

Отже, ступінь виродження акцепторного рівня $G=2$. Кількість електронів на домішковому акцепторному рівні позначимо n_a , а кількість домішкових акцепторних атомів – N_a . З врахуванням викладеного

$$n_a = \frac{N_a}{G e^{\frac{E_a - E_\phi}{kT}} + 1} \quad (1.35)$$

Концентрація дірок на акцепторному домішковому рівні

$$p_a = \frac{N_a}{G^{-1} e^{\frac{E_\phi - E_a}{kT}} + 1} \quad (1.36)$$

Перш ніж знайти кількість рухомих носіїв (електронів у зоні провідності і дірок у валентній зоні), визначимо поняття теплової генерації і рекомбінації. При температурі, рівній 0 К, усі квантові стани донорної домішки у валентній зоні зайняті електронами, тому в зоні провідності немає електронів. При температурах вище 0 К можливі переходи електронів з донорного рівня в зону провідності з валентної зони на акцепторний рівень і, нарешті, переходи електронів з валентної зони в зону провідності.

Таким чином, у зоні провідності утворюються рухливі електрони, а у валентній зоні - рухливі дірки, на донорном домішковому рівні утворюються нерухомі позитивні заряди, а на акцепторному рівні - нерухомі від'ємні заряди. Процес утворення рухомих носіїв заряду в результаті теплового порушення називається тепловою генерацією. Рухливі носії заряду знаходяться з ґратками в стані термодинамічної рівноваги, тому їх називають рівноважними, чи тепловими. Можливі і зворотні переходи електронів із зо-

ни провідності на донорний рівень і у валентну зону, а також з акцепторного рівня у валентну зону. Такий процес називається рекомбінацією.

Визначимо концентрацію рухливих електронів у зоні провідності за умови термодинамічної рівноваги кристалічних ґраток. Розв'язок задачі справедливий для сферичних поверхонь рівної енергії у валентній зоні й у зоні провідності напівпровідника. У загальному вигляді концентрація електронів у зоні провідності визначається так [2]:

$$n = \int_{E_C}^{E_2} g_n(E) f_n(E) dE . \quad (1.37)$$

Підставивши (1.25) і (1.28) у (1.37), одержимо

$$n = \int_{E_C}^{E_2} 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} \frac{1}{e^{\frac{E-E_\Phi}{kT}} + 1} dE . \quad (1.38)$$

Для розв'язання інтеграла в (1.38) введемо нову змінну інтегрування і верхню межу інтегрування замінимо ∞ , тому що $f(E)$ в цьому випадку дорівнює нулю:

$$x = \frac{E - E_C}{kT} , \quad (1.39)$$

тоді

$$dx = \frac{1}{kT} dE , \quad (E - E_C)^{1/2} = x^{1/2} (kT)^{1/2} . \quad (1.40)$$

Якщо позначити

$$\frac{E_\Phi - E_C}{kT} = \xi , \quad (1.41)$$

то

$$\frac{E - E_\Phi}{kT} = \frac{E - E_C}{kT} - \frac{E_\Phi - E_C}{kT} = x - \xi . \quad (1.42)$$

З врахуванням (1.39)-(1.42) вираз (1.38) перетворимо до вигляду

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\xi}} dx . \quad (1.43)$$

Після введення позначень

$$N_C = 2 \left(\frac{2m_n^* \pi kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad \Phi_{1/2}(\xi) = \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\xi}} dx .$$

(1.43) можна записати в такий спосіб:

$$n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_C \Phi_{1/2}(\xi), \quad (1.44)$$

де N_C – ефективна щільність станів у зоні провідності; $\Phi_{1/2}(\xi)$ – інтеграл Фермі-Дірака половинного порядку.

З аналізу (1.44) видно, що рівноважна концентрація електронів у зоні провідності визначається інтегралом Фермі-Дірака половинного порядку, що у свою чергу залежить від положення рівня Фермі. Для практичних цілей найбільший інтерес являють невинроджені і винроджені напівпровідники. Спочатку розглянемо клас невинроджених напівпровідників, для яких справедливе співвідношення

$$e^{\frac{E-E_\phi}{kT}} = e^{x-\xi} \gg 1 . \quad (1.45)$$

При цьому інтеграл Фермі-Дірака

$$\Phi_{1/2}(\xi) = \int_0^\infty e^\xi (x^{1/2} e^{-x}) dx = e^\xi \frac{\sqrt{\pi}}{2} . \quad (1.46)$$

При підстановці (1.46) у (1.44) одержимо

$$n = N_C e^{\frac{E_C - E_\phi}{kT}} . \quad (1.47)$$

Умови невинродженості (1.45) можна переписати так:

$$E_C - E_\phi > kT . \quad (1.48)$$

Це означає, що в невинродженому напівпровіднику рівень Фермі лежить нижче дна зони провідності не менш чим на величину kT .

Визначимо рівноважну концентрацію дірок у валентній зоні:

$$P = \int_{-\infty}^{E_V} g_p(E) f_p(E) dE . \quad (1.49)$$

Інтегрування ведеться за енергією, що змінюється в межах валентної зони, причому верхня межа визначається енергетичним рівнем стелі валентної зони, а нижня приймається рівною $-\infty$, тому що функція Фермі-Дірака в цьому випадку дорівнює нулю. При підстановці (1.27) і (1.29) у (1.49) одержуємо

$$p = \frac{4\pi(2m_p^*)^{3/2}}{h^3} \int_{-\infty}^{E_V} \frac{E_V - E}{e^{\frac{E_V - E}{kT}} + 1} dE . \quad (1.50)$$

Введемо позначення

$$x = \frac{E_V - E}{kT} , \quad \eta = \frac{E_V - E_\Phi}{kT} , \quad (1.51)$$

звідки

$$x - \eta = \frac{E_\Phi - E}{kT} . \quad (1.52)$$

З огляду на (1.51) і (1.52), перетворимо вираз (1.50) до вигляду

$$p = \frac{4\pi(2m_p^*kT)^{3/2}}{h^3} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\eta} + 1} dx . \quad (1.53)$$

Вираз (1.53) можна записати більш компактно з урахуванням таких позначень:

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} , \quad \Phi_{1/2}(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\eta} + 1} dx . \quad (1.54)$$

Таким чином,

$$p = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_V \Phi_{1/2}(\eta) . \quad (1.55)$$

де N_V – ефективна щільність квантових станів у валентній зоні; $\Phi_{1/2}(\eta)$ – інтеграл Фермі-Дірака половинного ступеня.

Умови невинудженності напівпровідника для цього випадку

$$e^{x-\eta} \gg 1 \quad \text{чи} \quad E_\Phi - E_V > kT . \quad (1.56)$$

Отже, концентрація рівноважних дірок у валентній зоні з врахуванням (1.56)

$$p = N_V e^n = N_V e^{-\frac{E_\phi - E_V}{kT}} . \quad (1.57)$$

Для невиродженого напівпровідника рівень Фермі розташований вище стелі валентної зони не менш чим на величину kT .

Положення рівня Фермі для різних напівпровідників у залежності від температури можна знайти з умови електричної нейтральності об'єму напівпровідника (див. рис.1.7):

$$p + (N_d - n_d) = n + n_a . \quad (1.58)$$

При підстановці відповідних значень у (1.58) одержимо, що усі величини, крім E_ϕ і T , визначаються типом напівпровідника, концентрацією і видом домішок. Таким чином, значення E_ϕ може бути виражене у функції T .

1.5 Визначення положення рівня Фермі у власних напівпровідниках

Визначення положення рівня Фермі в напівпровідниках при різних умовах відіграє важливу роль, тому що рівень Фермі є рівнем відліку енергії електронів.

Знайдемо положення рівня Фермі в невироджених власних напівпровідниках. Виходячи з умови електричної нейтральності, знаходимо, що $p = n$, тому що $N_d = n_d = n_a = 0$. Індексом i позначимо параметри у власних напівпровідниках. Таким чином,

$$N_C e^{-\frac{E_C - E_\phi}{kT}} = N_V e^{-\frac{E_\phi - E_V}{kT}} . \quad (1.59)$$

Виконавши необхідні перетворення в (1.59), знайдемо

$$E_\phi = \frac{E_C - E_V}{2} + kT \ln \left(\frac{N_V}{N_C} \right) . \quad (1.60)$$

Якщо підставити замість N_V і N_C їхні значення, то (1.60) можна подати так:

$$E_{\phi} = \frac{E_C - E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right). \quad (1.61)$$

При $T = 0$ (1.61) перепишемо у вигляді

$$E_{\phi} = E_i = \frac{E_C - E_V}{2}. \quad (1.62)$$

Вираз (1.62) використовують у випадку, коли $T \neq 0$, тому що $m_p^* \approx m_n^*$ і другий доданок (1.61) значно менший першого. У дійсності зі збільшенням температури спостерігається відхилення E_{ϕ} від E_i . При $m_p^* > m_n^*$ величина E_{ϕ} трохи більша E_i , а при $m_p^* < m_n^*$ $E_{\phi} < E_i$.

Значення рівноважної концентрації електронів у власних напівпровідниках легко визначити, якщо (1.60) підставити в (1.47), тобто

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \cdot e^{-\frac{E_C - E_V}{2kT}}. \quad (1.63)$$

На підставі (1.63) нескладно визначити ширину забороненої зони $E_3 = E_C - E_V$, якщо побудувати графік залежності $n_i = f(T)$. За нахилом цієї прямої визначається E_3 .

Рівновага концентрації електронів і дірок у власних невідроджених напівпровідниках існує одночасно, тому на підставі (1.47) і (1.57) їхній добуток можна знайти в такий спосіб:

$$np = N_C N_V \cdot e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}}. \quad (1.64)$$

З іншого боку, на підставі (1.63) одержуємо

$$n_i^2 = N_C N_V \cdot e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}}. \quad (1.65)$$

Порівняння рівнянь (1.64) і (1.65) показує, що якщо рівні їхні праві частини, то повинні бути рівні і ліві, отже [3,4]

$$np = n_i^2. \quad (1.66)$$

Таким чином, у невідроджених власних напівпровідниках при температурах, відмінних від нуля, існують рівноважні електрони і дірки і добуток

їхніх концентрацій дорівнює n_i^2 . При температурі $T = 300$ К для кремнію $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а для германію $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

1.6 Визначення положення рівня Фермі в невідроджених напівпровідниках, що містять донорні домішки

Розглянемо залежність положення рівня Фермі від температури для невідроджених напівпровідників, що містять донорні домішки. Для таких напівпровідників $N_d \neq 0$, $N_a = 0$. При низьких температурах імовірність переходу електронів з валентної зони в зону провідності мала, тому можна знехтувати концентрацією дірок p у порівнянні з n і p_d . У цьому випадку умова електричної нейтральності така:

$$n = p_d . \quad (1.67)$$

При більш високих температурах відбувається повна іонізація донорних атомів $p_d = N_d^* = N_d$ і починається перехід електронів з валентної зони в зону провідності, напівпровідник із домішкового перетворюється у власний. Запишемо умову електричної нейтральності для цього випадку:

$$n = p_d + p . \quad (1.68)$$

У випадку низьких температур на підставі (1.67) з використанням (1.34), (1.47) і (1.57) одержимо

$$N_c e^{\frac{E_c - E_\phi}{kT}} = \frac{N_d}{2e^{\frac{E_\phi - E_d}{kT}} + 1} . \quad (1.69)$$

Введемо позначення

$$e^{\frac{E_\phi}{kT}} = x , \quad (1.70)$$

тоді на підставі (1.69) запишемо квадратне рівняння для x :

$$2N_c e^{\frac{E_c + E_d}{kT}} x^2 + N_c e^{\frac{E_c}{kT}} x - N_d = 0 , \quad (1.71)$$

звідки

$$x = \frac{-N_c e^{-\frac{E_c}{kT}} + \sqrt{N_c e^{-\frac{2E_c}{kT}} + 8N_c N_d e^{-\frac{E_c+E_d}{kT}}}}{4N_c e^{-\frac{E_c+E_d}{kT}}} . \quad (1.72)$$

Перед коренем вибраний знак "+", тому що значення $x < 0$ не має фізичного змісту. З (1.72) знаходимо

$$e^{\frac{E_\phi}{kT}} = \frac{1}{4} e^{\frac{E_d}{kT}} \left(\sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c} e^{\frac{E_c-E_d}{kT}}} - 1 \right) . \quad (1.73)$$

Прологарифмувавши (1.73), одержимо

$$E_\phi = kT \ln \left(\frac{1}{4} e^{\frac{E_d}{kT}} \left(\sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c} e^{\frac{E_c-E_d}{kT}}} - 1 \right) \right) . \quad (1.74)$$

Вираз (1.74) з урахуванням властивостей логарифмічних функцій можна переписати у вигляді [4]

$$E_\phi = E_d + kT \ln \left(\frac{1}{4} \left(\sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c} e^{\frac{E_c-E_d}{kT}}} - 1 \right) \right) . \quad (1.75)$$

Рівняння (1.75) у загальному вигляді описує залежність рівня Фермі від зміни температури, однак його аналіз утруднений через громіздкість. Тому розглянемо два крайніх випадки цієї залежності. Для дуже низьких температур будемо вважати, що [4]

$$8 \frac{N_d}{N_c} e^{\frac{E_c-E_d}{kT}} \gg 1 . \quad (1.76)$$

Така нерівність реалізується при малих T як за рахунок експоненти, так і за рахунок N_c , N_v і не залежить від температури. З врахуванням (1.76) вираз (1.75) перетвориться:

$$E_\phi = kT \ln \left(\frac{1}{4} e^{\frac{E_d}{kT}} \sqrt{8 \frac{N_d}{N_c} e^{\frac{E_c-E_d}{kT}}} \right) . \quad (1.77)$$

Після нескладних перетворень (1.77) приймає вигляд [4]

$$E_{\phi} = \frac{E_c - E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_d}{N_c} \right). \quad (1.78)$$

Підставивши (1.78) у (1.47), можна визначити рівноважну концентрацію електронів у зоні провідності при дуже низьких температурах:

$$n = \sqrt{\frac{N_c N_v}{2}} e^{-\frac{E_c - E_d}{kT}}. \quad (1.79)$$

Тепер розглянемо другий крайній випадок, що відповідає верхньому інтервалу низьких температур [4]:

$$8 \frac{N_d}{N_c} e^{-\frac{E_c - E_d}{kT}} \ll 1. \quad (1.80)$$

З врахуванням (1.80) радикал у (1.75) можна подати у вигляді $\sqrt{1 + \alpha}$, де $\alpha \ll 1$. Розкладаючи в ряд

$$\sqrt{1 + \alpha} = 1 + \frac{\alpha}{2} - \frac{\alpha^2}{8} + \dots \quad (1.81)$$

зі збереженням двох перших членів розкладання, (1.75) перетвориться до вигляду

$$E_{\phi} = E_c + kT \ln \frac{N_d}{N_c}. \quad (1.82)$$

Підставивши (1.82) у (1.47), одержимо

$$n = N_d. \quad (1.83)$$

Таким чином, при виконанні умови (1.80) концентрація рівноважних електронів не залежить від температури і дорівнює концентрації домішкових атомів. Це відповідає області виснаження домішок, що цілком іонізовані. В області виснаження домішок концентрація неосновних носіїв (дірок) зростає за експонентою

$$p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{N_c N_v}{N_d} e^{-\frac{E_c - E_v}{kT}}, \quad (1.84)$$

у результаті переходу електронів з валентної зони в зону провідності.

Отже, низькі температури відповідають інтервалу від 0 К до області виснаження домішок включно. Для кремнію ця область складає ~400 К.

Розглянемо випадок високих температур для невідродженого напівпровідника, що містить донорні домішки.

Запишемо умову електричної нейтральності (1.68) для цього випадку:

$$n = p + N_d . \quad (1.85)$$

Замість p підставимо його значення з (1.66), тоді

$$n = \frac{n_i^2}{n} + N_d . \quad (1.86)$$

Таким чином, одержуємо квадратне рівняння відносно n

$$n^2 - N_d n - n_i^2 = 0 , \quad (1.87)$$

розв'язок якого

$$n = \frac{N_d}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_d^2}} \right) . \quad (1.88)$$

Перед коренем залишаємо знак «+», тому що $n > 0$ за фізичним змістом. Підставимо в (1.88) значення n на підставі (1.47), тоді

$$N_c e^{-\frac{E_c - E_\phi}{kT}} = \frac{N_d}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_d^2}} \right) . \quad (1.89)$$

З (1.89) неважко знайти рівень Фермі:

$$E_\phi = E_c + kT \ln \left[\frac{N_d}{2N_c} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_d^2}} \right) \right] . \quad (1.90)$$

Проаналізуємо (1.90) для двох граничних випадків. Для першого випадку припускаємо, що

$$\frac{4n_i^2}{N_d^2} \ll 1 . \quad (1.91)$$

Це відповідає області температур, при яких домішки виснажуються. Можна вважати цей інтервал областю середніх температур. Для цього випадку

$$E_{\phi} = E_C + kT \ln \frac{N_d}{N_c}, \quad n = N_d. \quad (1.92)$$

Для другого випадку припускаємо, що

$$\frac{4n_i^2}{N_d^2} \gg 1. \quad (1.93)$$

тоді

$$E_{\phi} = E_C + kT \ln \frac{n_i}{N_c}. \quad (1.94)$$

При підстановці $n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_c - E_v}{kT}}$ в (1.94) одержимо [4]

$$E_{\phi} = \frac{E_C + E_v}{2} + kT \ln \frac{N_v}{N_c}. \quad (1.95)$$

Рівняння (1.95) відповідає випадку власного напівпровідника.

Зміна положення рівня Фермі з підвищенням температури для невідродженого напівпровідника з донорними домішками показана на рис. 1.8. При температурі $T = 0$ К рівень Фермі розташовується посередині між рівнем донорної домішки і дном зони провідності, як це впливає з (1.78). При зростанні температури рівень Фермі спочатку підвищується, потім досягає максимуму і далі знижується. Максимум розташування E_{ϕ} залежить від концентрації N_d . Залежність $E_{\phi} = f(T)$ при $N_c = N_d/2$ перетинає пряму $(E + E_d)/2$ і потім опускається до E_d і нижче. Область виснаження донорної домішки відповідає ділянці E_{ϕ} , розташованій близько до E_i . Подальший хід кривої E_{ϕ} , відповідає випадку власного напівпровідника.

При розгляді залежності $\lg n = f(I/T)$ одержуємо три прямі відрізки (рис. 1.9). При низьких температурах нахил прямої визначається енергією іонізації донорних домішок, горизонтальна ділянка відповідає області виснаження, при високих температурах нахил прямої визначається шириною забороненої зони. При досить високих температурах, коли домішкова концентрація електронів мала, рівноважна концентрація носіїв струму практично дорівнює концентрації n_i власного напівпровідника.

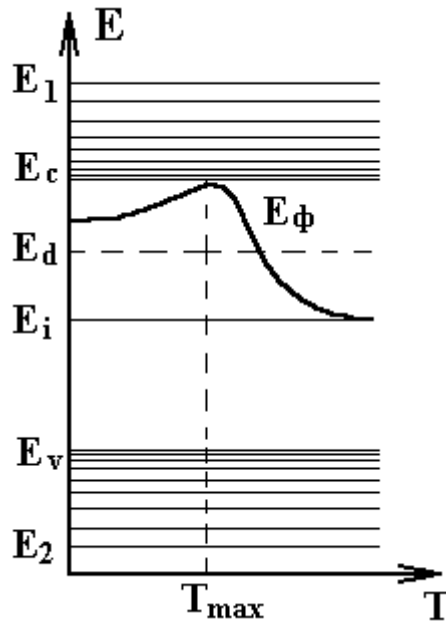


Рисунок 1.8 – Залежність положення рівня Фермі від температури для напівпровідника, що містить донорні домішки

Визначимо максимальне значення рівня Фермі при досить низьких температурах, коли він розташовується на мінімальній енергетичній відстані від дна зони провідності. Для визначення екстремуму функції $E_\phi = f(T)$ необхідно (1.78) продиференціювати за T і прирівняти до нуля. Таким чином,

$$\frac{dE_\phi}{dT} = \frac{k}{2} \ln \frac{N_d}{N_c} - \frac{kT}{2N_c} \frac{dN_c}{dT} = 0 \quad (1.96)$$

Звідки

$$\ln \frac{N_d}{2N_c} = \frac{T_{\max}}{N_c} \frac{dN_c}{dT} \quad (1.97)$$

Тому що $N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$, то

$$\frac{dN_c}{dT} = \frac{3N_c}{2T} \quad (1.98)$$

Отже, значення (1.97) з врахуванням (1.98) приймає вигляд

$$\frac{N_d}{2N_c} = e^{3/2} \quad (1.99)$$

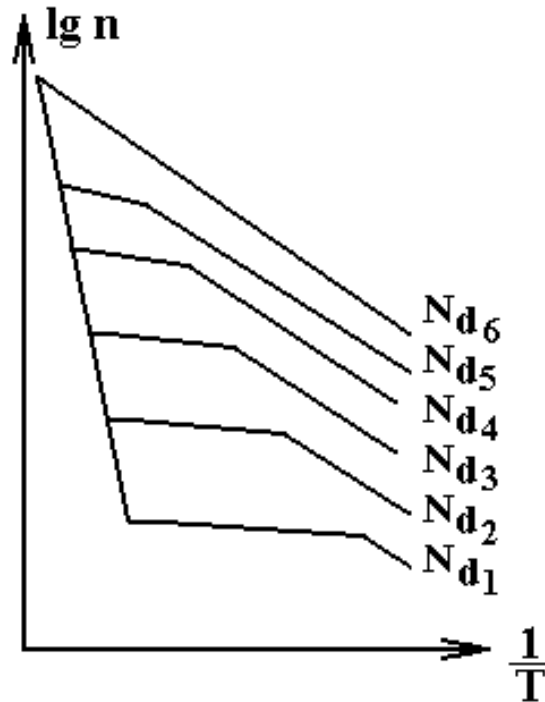


Рисунок 1.9 – Залежність рівноважної концентрації електронів від зміни зворотної температури для напівпровідника з різним ступенем легування ($N_d < N_{d2} < N_{d3} \dots$)

Підстановкою N_c в (1.99) одержимо

$$\frac{N_d h^3}{4(2\pi m_n^* k T_{\max})} = e^{3/2}, \quad (1.100)$$

звідки знайдемо значення температури, що відповідає максимуму [4]:

$$T_{\max} = \frac{N_d^{2/3} h^2}{(4)^{2/3} 2\pi k e m_n^*}. \quad (1.101)$$

Величина $E_{\phi_{\max}}$ визначається з (1.78) і (1.99) [4]:

$$E_{\phi_{\max}} = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{3}{4} k T_{\max}. \quad (1.102)$$

Таким чином, екстремальне значення рівня Фермі як функції температури спостерігається в області дуже низьких температур, причому і максимальне значення рівня Фермі, і відповідна йому максимальна температура залежать як від концентрації донорів, так і від ефективної маси електронів.

1.7 Визначення положення рівня Фермі в невироджених напівпровідниках, що містять акцепторну домішку

Розглянемо залежність положення рівня Фермі від зміни температури в невироджених напівпровідниках, що містять акцепторні домішки.

Як і в попередньому випадку, цю залежність визначимо з рівняння електричної нейтральності напівпровідника. Для діркового напівпровідника $N_d = 0$, $N_a \neq 0$.

В області низьких температур найбільш імовірний механізм утворення дірок у валентній зоні за рахунок переходу електронів на акцепторні атоми. У зоні провідності є мізерно мала кількість електронів, так що можна вважати, що $p \gg n$. Отже, умова електричної нейтральності має вигляд

$$p = n_a . \quad (1.103)$$

У (1.103) замість p і n_a підставимо їхні значення

$$N_v e^{\frac{E_\phi - E_v}{kT}} = \frac{N_a}{2e^{\frac{E_a - E_\phi}{kT}} + 1} , \quad (1.104)$$

тоді

$$E_\phi = E_a - kT \ln \left[\frac{1}{4} \left(\sqrt{1 + \frac{8N_a}{N_v} e^{\frac{E_a - E_v}{kT}}} - 1 \right) \right] . \quad (1.105)$$

Нижній інтервал області низьких температур відповідає співвідношенню

$$\frac{8N_a}{N_v} e^{\frac{E_a - E_v}{kT}} \gg 1 , \quad (1.106)$$

тоді з (1.105) одержимо

$$E_\phi = \frac{E_a + E_v}{2} - kT \ln \frac{N_a}{2N_v} . \quad (1.107)$$

Концентрація дірок у валентній зоні визначається в цьому випадку на підставі (1.57) з врахуванням (1.107), отже,

$$p = \sqrt{\frac{N_a N_v}{2}} \cdot e^{-\frac{E_a - E_v}{2kT}} . \quad (1.108)$$

Верхній інтервал області низьких температур відповідає умові

$$\frac{8N_a}{N_v} e^{-\frac{E_a - E_v}{kT}} \ll 1 , \quad (1.109)$$

у зв'язку з цим (1.105) перетвориться до вигляду [4]

$$E_\phi = E_v - kT \ln \left(\frac{N_a}{N_v} \right) . \quad (1.110)$$

У цьому випадку настає виснаження домішки і $p = N_a$. В області високих температур вважаємо іонізованими всі акцепторні домішки, тобто $N_a = N_a^- = n_a$. Запишемо умову електричної нейтральності:

$$p = n + N_a . \quad (1.111)$$

У (1.111) замість n підставимо його значення з (1.66), тоді

$$p = \frac{n_i^2}{p} + N_a . \quad (1.112)$$

Виконавши необхідні перетворення в (1.112), запишемо квадратне рівняння відносно p :

$$p = \frac{N_a}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_a^2}} \right) . \quad (1.113)$$

Замість p підставимо його значення з (1.57) у (1.113), тоді

$$\frac{E_\phi - E_v}{kT} = \ln \left[\frac{N_a}{2N_v} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_a^2}} \right) \right] . \quad (1.114)$$

З (1.114) визначимо

$$E_{\phi} = E_V - kT \ln \left[\frac{N_a}{2N_V} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_a^2}} \right) \right]. \quad (1.115)$$

Нижній інтервал високих температур відповідає умові

$$\frac{4n_i^2}{N_a^2} \ll 1, \quad (1.116)$$

тоді $E_{\phi} = E_V - kT \ln(N_a/N_V)$ і $p = N_a$, що визначає область виснаження акцепторних домішок.

Верхній інтервал високих температур відповідає умові

$$\frac{4n_i^2}{N_a^2} \gg 1, \quad (1.117)$$

з врахуванням якого одержимо [4]

$$E_{\phi} = E_V - kT \ln(n_i/N_V). \quad (1.118)$$

Підстановкою $n_i = \sqrt{N_c N_V} e^{-\frac{E_c - E_V}{kT}}$ в (1.118) одержимо

$$E_{\phi} = \frac{E_c + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_V}{N_c} \right). \quad (1.119)$$

Рівняння (1.119) відповідає положенню рівня Фермі у власному напівпровіднику.

Залежність положення рівня Фермі від зміни температури зображена на рис. 1.10, з якого випливає, що при температурі 0 К рівень Фермі знаходиться посередині енергетичного проміжку між стелею валентної зони й акцепторним рівнем. Подальше підвищення температури приводить до зниження рівня Фермі до мінімуму, а потім до його підвищення до E_i , що відповідає його положенню у власному напівпровіднику. Залежність рівноважної концентрації дірок від зворотної температури має той же характер, що і для напівпровідника, який містить донорні домішки (див. рис. 1.9).

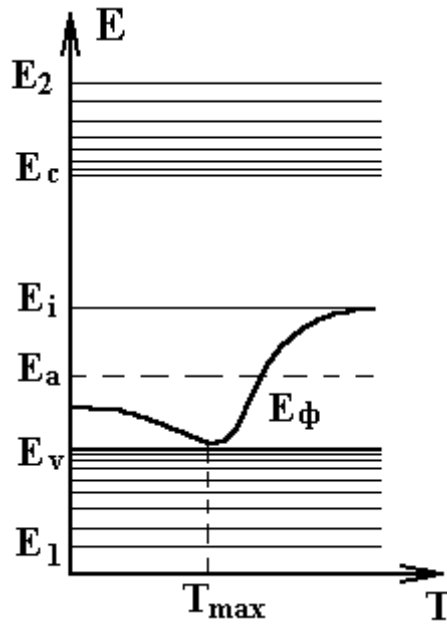


Рисунок 1.10 – Залежність положення рівня Фермі зі зміною температури в напівпровіднику, що містить акцепторні домішки

1.8 Визначення положення рівня Фермі в невідроджених напівпровідниках, що містять донорні й акцепторні домішки

Розглянемо більш загальний випадок зміни положення рівня Фермі від температури в невідродженому напівпровіднику, що містить донорні й акцепторні домішки, при цьому $N_a \neq 0$ і $N_d \neq 0$. Кількість домішкових донорних і акцепторних атомів один відносно одного може бути різною. Якщо $N_a = N_d$ напівпровідник є скомпенсованим і подібним власному напівпровіднику, хоча він має нерухомі заряди на донорах і акцепторах. При $N_d > N_a$ напівпровідник частково скомпенсований і його можна розглядати як донорний з ефективною концентрацією $N'_d = N_d - N_a$. Аналогічно при $N_a > N_d$ напівпровідник частково скомпенсований з акцепторною ефективною концентрацією $N'_a = N_a - N_d$.

Нехай напівпровідник буде мати більше донорів, чим акцепторів, тобто $N_d > N_a$, і температура його близька до 0 К. У цьому випадку $p = n = 0$, електрони з донорних атомів переходять на акцепторні, заповнюючи усі вакантні місця на акцепторах, що відповідає випадку $p_a = 0$.

При цих умовах рівняння електричної нейтральності має вигляд

$$p_d = n_a. \quad (1.120)$$

З іншого боку, це рівняння можна переписати так:

$$N_d - n_d = N_a - p_a . \quad (1.121)$$

З огляду на, те що $p_a = 0$, (1.121) перетвориться до вигляду

$$n_d = N_d - N_a = N'_d . \quad (1.122)$$

Значення n_d визначається (1.32), отже,

$$\frac{N_d}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d - E_\phi}{kT}} + 1} = N'_d , \quad (1.123)$$

звідки

$$\frac{1}{2} e^{\frac{E_d - E_\phi}{kT}} = \frac{N_d}{N'_d} - 1 . \quad (1.124)$$

З (1.124) при виконанні нескладних перетворень знаходимо [4]

$$E_\phi = E_d + kT \ln(N'_d / 2N_d) . \quad (1.125)$$

Підстановкою (1.125) у (1.47) одержимо

$$n = N_c \frac{N'_d}{2N_d} e^{\frac{E_c - E_d}{kT}} . \quad (1.126)$$

Концентрація дірок визначається з відомого співвідношення $p = n_i^2 / n$. Порівняння виразів E_ϕ і n для частково скомпенсованого напівпровідника ($N_d > N_a$) при $T=0$ К з чистим електронним напівпровідником показує, що $E_\phi = E_d$, а в (1.126) показник степеня містить k замість $2k$. Аналогічним чином визначаються залежність $E_\phi = f(T)$ і концентрація рівноважних дірок p для випадку частково скомпенсованого напівпровідника, коли $N_a > N_d$ і $T=0$ К. Отже,

$$E_\phi = E_a - kT \ln \frac{N_a - N_d}{2N_d} , \quad (1.127)$$

$$p = \frac{N_a - N_d}{2N_d} e^{-\frac{E_d - E_V}{kT}} . \quad (1.128)$$

Концентрація рівноважних електронів визначається з відомого співвідношення $n_i^2 = np$.

При підвищенні температури для напівпровідника, у якого $N_d > N_a$ умова електричної нейтральності має вигляд

$$n = N'_d - n_d = N'_d , \quad (1.129)$$

де N'_d визначається аналогічно концентрації дірок на донорному рівні.

При підстановці відповідних значень n і N'_d (1.129) одержимо [4]

$$E_\phi = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N'_d}{2N_c} . \quad (1.130)$$

Рівноважну концентрацію електронів знаходимо на підставі (1.47) при підстановці (1.130):

$$n = \sqrt{\frac{N_c N'_d}{2}} e^{-\frac{E_c - E_d}{2kT}} . \quad (1.131)$$

При розгляді напівпровідника, у якого $N_a > N_d$, замість (1.107) і (1.108) одержуємо

$$E_\phi = \frac{E_a + E_V}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N'_a}{2N_V} , \quad (1.132)$$

$$p = \sqrt{\frac{N_V N'_a}{2}} e^{-\frac{E_a - E_V}{2kT}} . \quad (1.133)$$

Таким чином, при низьких температурах, але відмінних від абсолютноного нуля, частково скомпенсовані напівпровідники поведуться подібно до напівпровідників, тільки з донорною домішкою при $N_d > N_a$, і до напівпровідників, тільки з акцепторною домішкою при $N_a > N_d$. При високих температурах частково скомпенсовані напівпровідники поведуться подібно до власних напівпровідників.

1.9 Вироджені напівпровідники

При створенні термоелектричних, тензометричних, лазерних напівпровідникових пристроїв, тунельних діодів і інших пристроїв мікроелектроніки використовуються напівпровідникові матеріали, що містять домішки до 10^{20} см^{-3} . Напівпровідники з таким великим вмістом домішки одержали назву вироджених.

Визначимо критичні значення вмісту домішки в напівпровіднику, коли його можна вважати виродженим. Для цього скористаємося (1.101) і (1.102), отриманими при розгляді донорного напівпровідника. Значення T_{max} і E_{max} відповідають максимуму на кривій, що відображає залежність зміни енергії рівня Фермі від температури. Критичною концентрацією донорів N_d^{kp} будемо вважати концентрацію, при якій рівень Фермі досягає дна зони провідності, тобто $E_c = E_{\phi_{\text{max}}}$. Отже, використовуючи (1.101) і (1.102), можна записати [4]

$$E_c = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{3}{4} kA \frac{(N_d^{\text{kp}})^{2/3}}{m_n^*}, \quad (1.134)$$

де $A = h^2 / (4)^{2/3} 2\pi e k$, e - основа натуральних логарифмів. Провівши необхідні перетворення, з (1.134) одержимо [4]

$$N_d^{\text{kp}} = \left(\frac{2m_n^*}{3kA} \right)^{3/2} (E_c - E_d)^{3/2}. \quad (1.135)$$

Аналіз (1.135) показує, що критична концентрація донорів залежить від енергії іонізації донорів і ефективної маси електронів. При значеннях критичної концентрації донорів, рівній $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, їй відповідає $m_n^* = 0,3m$ і $(E_i - E_d) = 0,03 \text{ еВ}$. Кожному напівпровідниковому матеріалу відповідає своє значення N_d^{kp} . Критична концентрація визначає тільки границю виродження напівпровідника. Виродженим напівпровідник вважається в тому випадку, якщо концентрація вільних носіїв струму не залежить від температури. Для донорного напівпровідника умова виродження має вигляд [4]

$$E_{\phi} - E_c > 5kT. \quad (1.136)$$

Це значить, що в електронному напівпровіднику рівень Фермі знаходиться вище дна зони провідності не менше ніж на $5k$. Концентрація електронів зони провідності [4]

$$n = \frac{8\pi(2m_n^*)^{3/2}}{3h^3} (E_\phi - E_c)^{3/2} . \quad (1.137)$$

З (1.137) видно, що концентрація електронів не залежить від температури, а пропорційна добутку $[m_n^*(E_\phi - E_c)]^{3/2}$. При великій кількості домішкових донорних атомів у ґратках напівпровідника між ними відбувається взаємодія, що відбивається на енергетичній діаграмі напівпровідника в утворенні домішкової зони, розташованої біля дна зони провідності. Окремі енергетичні рівні домішкової зони розташовуються дуже тісно один біля одного, так що домішкова зона є неначе продовженням зони провідності.

Для діркового напівпровідника умовою виродження є

$$E_v - E_\phi > 5kT . \quad (1.138)$$

Відповідно до (1.138) рівень Фермі розташовується у валентній зоні на $5kT$ нижче її стелі. Концентрація дірок у валентній зоні

$$p = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_n^*)^{3/2} (E_v - E_\phi)^{3/2} . \quad (1.139)$$

Аналогічно електронному напівпровіднику біля стелі валентної зони діркового напівпровідника утвориться домішкова зона в результаті взаємодії домішкових акцепторних атомів.

1.10 Теплові й оптичні властивості напівпровідників

Атоми у вузлах кристалічних ґраток здійснюють теплові коливання відносно положення рівноваги. Амплітуда теплових коливань залежить від температури. Електрони і дірки, переміщаючись по кристалічних ґратках, обмінюються енергією з коливними атомами. Це приводить до термодинамічної рівноваги між ґратками й електронним газом.

Розглянемо механізм теплових коливань атомів ґратки на прикладі одно- і двоатомних лінійних ланцюжків, а потім узагальнимо ці результати для коливань атомів тривимірних ґраток.

Лінійний ланцюжок атомів, що має масу m , розташований на відстані a в стані рівноваги. При малих відхиленнях U_n – атома від положення рівноваги силу F_n взаємодії можна розглядати як квазіпружну, тобто пропорційну зміні відстані між атомами [2]:

$$F_n = \beta(U_{n+1} + U_{n-1} - 2U_n) , \quad (1.140)$$

де β – коефіцієнт квазіпружної сили.

Рівняння руху n -го атома на підставі другого закону Ньютона можна подати у вигляді

$$m \frac{d^2 U_n}{dt^2} = \beta(U_{n+1} + U_{n-1} - 2U_n) . \quad (1.141)$$

Розв'язком цього рівняння є функція

$$U_n = A e^{i(\kappa a n - \omega t)} . \quad (1.142)$$

Підставивши (1.142) у (1.141) і зробивши необхідні перетворення, одержимо значення кругової частоти коливань

$$\omega = \pm 2(\beta/m)^{1/2} \sin\left(\frac{\kappa a}{2}\right) . \quad (1.143)$$

Залежність частоти коливань від хвильового числа називається законом дисперсії для коливань. Хвильове число визначається з умови циклічності Борна-Кармана, що дозволяє одержати рівність $e^{\pm i \kappa a N} = 1$. Це означає, що $\kappa a N = 2\pi g$, звідки $\kappa = \frac{2\pi}{a N} g$. Тут g змінюється в межах $-\frac{N}{2} \leq g \leq \frac{N}{2}$. Таким чином, для атомного ланцюжка, що складається з N однакових атомів, хвильовий вектор \vec{K} змінюється дискретно й в інтервалі від $-\pi/a$ до $+\pi/a$ може приймати N значень.

При розгляді коливань одноатомного ланцюжка, коли частота коливань залежить від хвильового числа, зіштовхуємося з поняттями фазової і групової швидкостей. Під фазовою швидкістю U_ϕ розуміється швидкість поширення фази монохроматичної хвилі, обумовленої відношенням $U_\phi = \omega/\kappa$. Під груповою швидкістю U_{gp} розуміють швидкість поширення хвильового пакета, що визначає енергію хвилі. Групова швидкість дорівнює $d\omega/d\kappa$. На підставі (1.143) визначимо значення фазової і групової швидкостей [2]:

$$U_\phi = \omega_m \left| \frac{\sin \frac{\kappa a}{2}}{\kappa} \right| , \quad (1.144)$$

$$U_{zp} = \frac{a\omega_m}{2} \left| \cos \frac{\kappa a}{2} \right|, \quad (1.145)$$

де $\omega_m = 2\sqrt{\beta/m}$.

Для малих значень K , на підставі (1.144) і (1.145), одержуємо $U_\phi = U_{zp}$, тобто фазова і групова швидкості рівні між собою. Для коротких хвиль, коли $K = \pi/a$, фазова швидкість $U_\phi = \frac{2a}{\pi} \sqrt{\beta/m}$, а групова швидкість, що переносить енергії коливань ґратки, зменшується до нуля. Це означає, що дані типи коливань характеризують стоячі хвилі в ґратках.

Розглянемо тепер коливання атомів кристалічних ґраток, елементарна комірка якої містить два атоми. Приклад таких кристалів це германій, кремній, а також сполука A^3B^5 . Припустимо, що в одновимірному кристалі у вузлах ґраток знаходяться атоми двох видів з масами m_1 і m_2 . На підставі розв'язання рівнянь руху атомів двох видів визначаємо кругові частоти коливань ґратки [2]:

$$\omega_1^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \left[1 + \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{\kappa a}{2}} \right], \quad (1.146)$$

$$\omega_2^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{\kappa a}{2}} \right], \quad (1.147)$$

де $\omega_0^2 = 2\beta(m_1 + m_2)/m_1m_2$; $\gamma^2 = 4m_1m_2/(m_1 + m_2)^2$.

З аналізу (1.146) і (1.147) випливає, що кожному хвильовому числу відповідають два значення частоти ω . З фізичної точки зору це означає, що в одновимірних кристалічних ґратках, елементарна комірка якої містить два види атомів, є дві гілки коливань: з частотою ω_1 – оптична і з частотою ω_2 – акустична.

Оптичним коливанням відповідають коливання атомів із протилежними фазами, тому центр маси комірки залишається в спокої, у той час як зсув атомів приводить до поділу зарядів, внаслідок чого в комірці виникає електричний дипольний момент.

Акустичні гілки відповідають синфазним коливанням атомів елементарної комірки, коли всі атоми роблять коливання з однаковими амплітудою і фазою.

Теплові коливання тривимірних ґраток можна подати як суперпозицію гармонічних чи нормальних коливань атомів, з яких вона складається. При цьому в характері коливань ґратки виявляються ті ж закономірності, що й в одновимірному ланцюжку атомів. Розв'язування тривимірного рівняння руху атомів ґраток дозволяє визначити амплітуду і частоту гармонічних коливань кристала. Якщо кристал містить $N = N_x N_y N_z$ елементарних комірок, у кожній з яких є b атомів, а кожен атом має три ступені свободи, то загальна кількість ступенів свободи буде $3bN$, а отже, і $3bN$ типів хвиль. Систему $3bN$ рівнянь руху атомів можна звести до системи $3b$ рівнянь, з розв'язуванням якої виходить $3b$ різних гілок коливань, тобто залежності $\omega(\vec{K})$. Три гілки називаються акустичними, інші $3b - 3$ – оптичними.

Коливання типу акустичних означають, що зсуви обох атомів комірки однакові, і комірка зміщується як одне ціле. Це приведе до локальних стисків і розріджень у кристалі подібно до стисків і розріджень, що виникають при проходженні пружних чи акустичних хвиль, тому коливання, при яких обидва атоми коливаються у фазі, називаються акустичними. Для них при малих значеннях хвильового числа ($\vec{K} \rightarrow 0$) фазова і групова швидкості рівні між собою.

Коливання типу оптичних відображають таке: атоми зміщуються в протилежних напрямках, вони коливаються в протифазі, тому залишають центр мас комірки в спокої, але зате в такому осередку виникають зсуви центрів зарядів і дипольний електричний момент. При освітленні кристала світлом спостерігається сильна взаємодія між світловою стелею і такими коливаннями, тому вони одержали назву оптичних коливань. Для них при $K \rightarrow 0$ фазова швидкість прямує до нескінченності, а групова - до нуля. Максимальна частота оптичних коливань досягає 10^{13} Гц.

Таким чином, коливання кристала являють собою суперпозицію коливань, що не взаємодіють між собою, $3bN$ атомів, що є гармонічними квантовими осциляторами. Повна енергія теплових коливань кристала буде дорівнює сумі $3bN$ енергій гармонічних осциляторів. У квантовій механіці енергія kj -осцилятора визначається виразом $E_{kj} = \hbar\omega_j(\vec{K})(n_{kj} + 1/2)$, тоді повна енергія кристала

$$E = \sum_{kj} \hbar\omega_j(\vec{K})(n_{kj} + 1/2), \quad (n_{kj} = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.148)$$

де \vec{K} – хвильовий вектор, що має N різних значень; j – гілка чи тип коливань.

При розгляді теплових коливань кристалічних ґраток вводиться поняття фонона. Фонон являє собою квант енергії коливань ґратки, рівний $\hbar\omega_j(\vec{K})$. Фонони розглядаються як квазічастинки, що можуть поглинатися

і випускатися при їхній взаємодії з електронами. Взаємодіяти з електронами й один з одним можуть ті нормальні коливання кристала, що порушені вище його нульового енергетичного рівня $E_0 = \hbar\omega_j(\vec{K})/2$. Саме фонони з енергією вище нульового енергетичного рівня і є фононами. Тому що фонони не мають спіну, вони підпорядковуються статистиці Бозе-Ейнштейна, відповідно до якої середнє число частинок у стані статистичної рівноваги в одному квантовому стані [2]

$$\langle n \rangle = \left[e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1 \right]^{-1} . \quad (1.149)$$

Квантовий стан, у якому знаходиться фотон, визначається коміркою фазового простору об'ємом h^3 з енергією $\hbar\omega$. При високих температурах, коли $kT \gg \hbar\omega$, осцилятор знаходиться у високому енергетичному стані, і число фотонів в одному осередку фазового простору $\langle n \rangle = kT/\hbar\omega$, а середня енергія осцилятора - $\langle E \rangle = \langle n \rangle \hbar\omega = kT$. При низьких температурах $kT \ll \hbar\omega$, тому $\langle n \rangle = e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}$, а середня енергія осцилятора $\langle E \rangle = \hbar\omega e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}$.

Теплові характеристики кристала визначаються механізмом тих коливань, що залежать від зміни температури. Коливання температури приводять до зміни повної енергії кристала, що у стані термодинамічної рівноваги дорівнює сумі енергії оптичних і акустичних коливань, а також нульовій енергії всіх гармонічних осциляторів.

При розрахунку теплоємності твердих тіл $C = \partial E / \partial T$ вводиться поняття дебаївської температури. Її фізичний зміст полягає в тому, що добуток дебаївської температури θ на постійну Больцмана являє собою енергію акустичних фотонів, для яких хвильове число $K = \pi/a$. Значення дебаївської температури для більшості твердих тіл знаходиться в межах 100...300 К. У загальному випадку вираз для теплоємності є досить складним, тому аналіз роблять для випадку низьких і високих температур. При високих температурах, коли виконується умова $T \gg \theta$, теплоємність твердих тіл не залежить від температури. При дуже низьких температурах $T \ll \theta$ у кристалічних ґратках не виникають оптичні коливання і їхній внесок в енергії коливань відсутній. У цьому випадку теплоємність пропорційна T . Ця залежність справедлива лише в дуже вузькій області температур (кілька градусів за Кельвіном) біля абсолютного нуля.

Тепер розглянемо, якими фізичними механізмами обумовлений тепловий опір твердих тіл. Усі попередні міркування ґрунтуються на гармонічному аналізі теплових коливань кристала. Це означає, що гармонічні хвилі поширюються в кристалі незалежно, не розсіюючи одна одну. Тепловий опір кристала дорівнює нулю, і тепловий потік поширюється зі швидкістю зву-

ку. У цьому випадку фонони не зіштовхуються один з одним, тобто між ними немає взаємодії.

При відхиленні теплових коливань атомів кристала від гармонічних це явище в математичному плані описується членам третього степеня в зсувах атомів у розкладанні потенціальної енергії й одержало назву ангармонізму. Теорія показує, що облік ангармонічних членів у потенціальній енергії приводить до поняття про можливість зіткнення фононів, тобто їхній взаємодії. У процесі зіткнення фононів можливі два випадки – або два фонони перетворюються в один, або один фонон розпадається на два. Розсіювання фононів на фононах приводить до появи теплового опору. Зі збільшенням температури воно зростає. Самі фонони в процесі свого зіткнення народжуються і зникають. Температурний коефіцієнт лінійного розширення твердих тіл – величина постійна і пов'язана прямою пропорційністю з коефіцієнтом ангармонічності.

1.11 Генерація і рекомбінація носіїв

При зовнішньому впливі на напівпровідник, коли в ньому змінюється концентрація електронів і дірок, порушується умова термодинамічної рівноваги ($np \neq n_i^2$). Це приводить до появи кінетичних процесів у напівпровіднику, що прагнуть відновити його рівновагу. Такими кінетичними процесами є генераційно-рекомбінаційні процеси. При рекомбінації зона-зона, що відповідає переходу електрона із зони провідності у валентну зону, відбувається безпосередньо рекомбінація електрона з діркою. Закон збереження енергії в цьому випадку або виконується за рахунок випромінювання світлового кванта (випромінювальна рекомбінація), або надлишкова енергія віддається іншому вільному електрону чи дірці (Оже – рекомбінація). При наявності в забороненій зоні напівпровідника глибоких енергетичних рівнів пасток можлива рекомбінація за участю цих рівнів. При рекомбінації через пастки на квантові стани глибоких енергетичних рівнів захоплюється електрон, а потім дірка. Крім того, необхідно взяти до уваги і зворотні процеси переходів електрона і дірки з рівнів у зони.

Відповідно до рекомбінаційно-генераційної теорії Шоклі-Ріда-Хола темп рекомбінації при однакових перетинах захоплення електрона і дірки визначається так [5]:

$$U_p = \sigma U_t N_t \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2n_i ch[(E_t - E_i)/kT]}, \quad (1.150)$$

де σ – перетин захоплення електрона чи дірки; U_t – тепла швидкість носіїв; N_t – концентрація пасток; E_t – рівень пасток.

З цього виразу випливає, що величина U_p приймає максимальне значення $E_t = E_i$. Це відповідає випадку, коли рекомбінаційний рівень розташований поблизу середини забороненої зони. При малих рівнях інжекції (1.150) значно спрощується [5]:

$$U_p = \frac{P_n - P_0}{\tau_p}, \quad (1.151)$$

де $p_n = p_0 + p'$; p_0 – рівноважна концентрація неосновних носіїв; p' – концентрація інжекттованих носіїв; τ_p – час життя неосновних носіїв.

Імовірність рекомбінації залежить від концентрації як надлишкових електронів, так і дірок і не залежить від характерних властивостей матеріалу. При зменшенні концентрації носіїв у порівнянні з рівноважною виникає процес генерації носіїв, що прагне привести систему в термодинамічну рівновагу. Процес генерації є зворотним стосовно рекомбінаційного процесу. Існує генерація носіїв з поглинанням кванта світла, ударна іонізація з утворенням електронно-діркової пари, генерація носіїв під дією теплового збудження.

1.12 Корпускулярно-хвильовий дуалізм і принцип Гейзенберга

В класичній фізиці при розгляді різних об'єктів, які стосуються частинок, ми стикаємось з поняттям точкових малих мас, що входять у рівняння Ньютона, а також з електромагнітними або світловими хвилями, які описуються рівняннями Максвелла. Проте при розгляді дуже малих об'єктів, типу атомів, обидва вищерозглянуті варіанти є недійсними, і ми повинні користуватись поняттями квантової механіки. В основі цих понять лежить уявлення про дуальність «хвиля – частинка». Наприклад, при розгляді взаємодії світла з речовиною, нам зручно розглядати світло не у вигляді хвиль, а як частинки певного типу, які отримали назву фотонів або квантів. З другого боку, електрони, які завжди розглядались як частинки всередині твердих тіл з нанометровими розмірами, поводяться подібно до хвиль.

Як показали експериментальні дослідження інтерференційних і дифракційних явищ, світлові хвилі треба розглядати такими, які мають довжину λ і частоту ν , які пов'язані співвідношенням $c = \lambda\nu$, де c – швидкість світла у вакуумі. М. Планк при дослідженні випромінювання абсолютно чорного тіла прийшов до висновку, що світло випромінюється або поглинається лише у вигляді деяких “порцій”, які отримали назву квантів або фотонів. Енергія фотона дорівнює $E = h\nu = \hbar\omega$, де h – стала Планка, $\hbar = h/2\pi$, $\omega = 2\pi\nu$ – кутова частота.

А. Ейнштейн, використавши уявлення про світлові кванти, довів, що електрони випромінюються з поверхні речовини тоді, коли падаючі на поверхню фотони мають достатню енергію. При цьому енергія падаючих фотонів повинна бути вищою за енергетичний бар'єр, який затримує електрони всередині твердого тіла. Він також показав, що фотон з імпульсом p має енергію E , яка пов'язана з імпульсом відношенням $E = cp$, де c – швидкість світла. Слід нагадати, що фотони рухаються з швидкістю світла, а їх маса покою дорівнює нулю.

Експериментальні дослідження зіткнень прискорених електронів з різноманітними екранами довели, що електрони поведуть себе подібно до частинок. Проте у 1927 р. Девідсон і Джермер відкрили явище дифракції електронів при відбитті від поверхні кристала нікелю. В цьому випадку електрони поводити себе подібно до хвиль і підпорядковувались законам дифракції Брегга. Дійсно, як довів Л. де Бройль, кожній частинці з імпульсом p можна зіставити хвилю з довжиною $\lambda = h/p$.

У 1927 р. Гейзенберг сформулював квантово-механічний закон, який отримав назву принципу невизначеності. Відповідно до цього закону в будь-якому експерименті добуток похибок вимірювання імпульсу частинки Δp_x і її координати Δx завжди повинно перевищувати $h/2$, тобто $\Delta p_x \Delta x > h/2$. Такі співвідношення є дійсними і для вимірювань по інших координатах. Принцип невизначеності є фундаментальним законом природи, він не пов'язаний з конкретними приладами, при допомозі яких дослідник намагається одночасно виміряти величини p_x і x . Існує інше формулювання цього принципу, яке встановлює зв'язок між похибками вимірювань енергії частинки E і часовим проміжком Δt , який потрібно для вимірювання, тобто $\Delta E \cdot \Delta t > h/2$.

1.13 Квантово-розмірні ефекти і характеристичні розміри в наносистемах

Розмірні ефекти являють собою залежність фізичних характеристик твердого тіла від його розмірів і форми. У випадку, коли один з геометричних розмірів тіла L дорівнює або має значення менше довжини хвилі де Бройля, то мова йде про квантово-розмірні ефекти. Квантово-розмірні ефекти пов'язані з квантуванням квазіімпульса. В цьому випадку енергетичні зони спектра розщиплюються на підзони і формується зонна структура речовини. Квантово-розмірні ефекти починають відігравати значну роль, коли розміри області локалізації вільних електронів стають сумірними з їх довжиною хвилі де Бройля.

Наноструктури займають проміжну позицію між макроскопічними і мікроскопічними об'єктами, до останніх можна віднести об'єкти, розміри яких наближаються до атомних. Наноструктури мають розміри в діапазоні

від 1 до 100 нм. В таких системах виразно виявляються хвильові властивості електронів, їх поведінка починає дуже залежати від геометрії досліджуваних зразків. При описі поведінки електронів в твердотільних наноструктурах необхідно визначити ряд характеристичних розмірів або довжин, в порівнянні з якими розміри твердого тіла, в якому знаходиться електрон, сумірні або менші характеристичних довжин матеріалу. При цьому починають виявлятися нові, специфічні властивості матеріалу, які відрізняються від звичних характеристик тривимірних зразків. Фізична сутність нових явищ і властивостей матеріалу описується законами квантової механіки. Нижче розглянемо основну низку характеристичних довжин наносистем [6].

1. Довжина хвилі де Бройля.

Згідно з законом квантової механіки електрону з імпульсом p відповідає хвилі з довжиною λ_B , яка отримала назву довжини хвилі де Бройля

$$\lambda_B = \frac{h}{p} = \frac{h}{m^* v}, \quad (1.152)$$

де m^* – ефективна маса електрона, яка приймає значення, що відрізняються від реальної маси електрона у вакуумі m_0 і залежить від квантового стану, який займає електрон. Наприклад, для напівпровідникової сполуки GaAs величина ефективної маси m^* складає $0,067 m_0$, а для InSb – $0,014 m_0$. Слід підкреслити, що при менших значеннях m^* квантово-розмірні ефекти виявляються сильнішими і спостерігаються краще.

2. Середній вільний пробіг електрона.

При рухові електрона у твердих тілах відбувається його розсіювання на дефектах кристалічної ґратки, до яких відносяться домішкові атоми, теплові коливання атомів у вузлах ґратки, вакансії атомів, дислокації і т. д. Розсіювання електронів або їх зіткнення в більшій частині є непружними, внаслідок чого змінюється їх енергія та імпульс. Відстань, яку проходить електрон між двома такими непружними процесами взаємодії, називають середнім вільним пробігом електрона ℓ_q в даному твердому тілі, який визначається виразом

$$\ell_q = v \tau_q, \quad (1.153)$$

де v – швидкість електрона; τ_q – час релаксації.

3. Дифузійна довжина

В наноструктурах з характерним розміром L електрони можуть рухатися за звичайним дифузійним механізмом або балістичним шляхом. При балістичному механізмі перенесення носіїв заряду в наноструктурах, в яких середня довжина вільного пробігу електрона значно більша розміру струк-

тури L , рух електрона відбувається без розсіювання. В цьому випадку розсіювання електрона може відбуватися лише на поверхні самої структури. Прикладом балістичного механізму перенесення електронів є транзистори на гарячих електронах, в яких енергія електронів є значно більшою, ніж теплова енергія ґратки. У випадку, коли вільний пробіг електрона ℓ_q значно менший за розмір структури L , перенесення електрона відбувається за дифузійним механізмом, при якому дифузійна довжина дорівнює

$$L^2 = D\tau_q, \quad (1.154)$$

де D – коефіцієнт дифузії; τ_q – час релаксації.

4. Довжина екранування.

В домішкових напівпровідниках легуючі домішки звичайно іонізовані і є основним фактором процесів розсіювання електронів. Такі заряджені центри розсіювання екрануються вільними зарядами зворотного знаку, внаслідок чого дія іонізованих домішкових атомів є слабшою. В роботі [6] показано, що зміна потенціалу відбувається за законом $\exp(-r/\lambda_s)$, в якому параметр λ_s є довжиною екранування

$$\lambda_s^2 = \frac{\varepsilon kT}{q^2 n}, \quad (1.155)$$

де q – заряд електрона; ε – діелектрична стала напівпровідника; n – середня концентрація носіїв заряду. В напівпровідниках величина λ_s приймає значення від 1 до 100 нм, а її значення характеризує ступінь приглушення впливу флуктуацій заряду. В металах довжина екранування λ_s приймає значно менші значення, оскільки концентрація електронів в металах більша, ніж в напівпровідниках.

5. Довжина локалізації.

В неупорядкованому середовищі електрони рухаються у результаті стрибків між локалізованими станами або між локалізованими і зв'язаними станами. Для опису параметрів стрибкового перенесення і інших наноструктурних характеристик локалізованих станів хвильова функція електрона приймає вигляд

$$\psi = \exp(-r/\lambda_{лок}), \quad (1.156)$$

де коефіцієнт $\lambda_{лок}$ отримав назву довжини локалізації. Система вважається наноструктурною, якщо розміри зразка мають порядок довжини локалізації.

6. Довжина фазової когерентності.

При непружній взаємодії електрона з домішковим атомом або іншим дефектом відбувається зміна енергії і імпульса, а також фази його хвильової функції. Довжина фазової когерентності L_ϕ визначається як відстань, яку проходять електрони без зміни фази несучої хвилі. Інтерференційні ефекти хвиль електронів спостерігаються тільки при русі на відстанях порядку або менше величини L_ϕ , що характерно тільки для наносистем з когерентними процесами.

7. Квантові ями, проводи і точки.

Як показано вище, розміри твердого тіла повинні бути сумісними або меншими характеристичних довжин λ , які відповідають певним характеристикам електронів, що залежать від властивостей системи. В цьому випадку електрони поведуть себе подібно до хвиль, їх поведінка описується законами квантової механіки. Розглянемо електрон в об'ємі з розмірами L_x, L_y, L_z . При характеристичній довжині системи λ можливі чотири варіанти:

а) $\lambda \ll L_x, L_y, L_z$. В цьому випадку поведінка електрона відповідає його поведінці у звичайних тривимірних (3D) напівпровідникових матеріалах.

б) $\lambda > L_x$ і одночасно $L_x \ll L_y, L_z$. Цій ситуації відповідає двовимірний (2D) напівпровідник, який розташовано перпендикулярно до осі x . Такі наноструктури отримали назву квантові ями.

в) $\lambda > L_x, L_y$ і одночасно $L_x, L_y \ll L_z$. Такому випадку відповідає одновимірна система (1D), яка отримала назву квантового проводу, який направлений уздовж осі z .

г) $\lambda \gg L_x, L_y$ і L_z . Така система відповідає нульвимірному (0D) напівпровіднику, який отримав назву квантової точки.

Контрольні питання

1. Якими параметрами характеризуються кристалічні ґратки?
2. Чим розрізняються кристалічні ґратки кремнію і арсеніду галію?
3. Як утворюються дозвалені і заборонені енергетичні зони?
4. Якими фізичними розуміннями керуються при введенні поняття ефективної маси електрона?
5. Як відбивається вплив зовнішнього електричного поля, накладеного на кристал, на енергетичній діаграмі електронів цього кристала?
6. Чому рух електронів в ідеальному кристалі відбувається без зміни енергії?
7. Чим відрізняється адіабатичне наближення від валентної апроксимації при розгляді рівняння руху електронів у твердому тілі?
8. Запишіть розв'язування рівняння Шредінґера і поясніть це розв'язування?

9. Чому енергетичний рівень донорної і акцепторної домішок знаходиться у забороненій зоні?
10. Яким чином у домішкових напівпровідниках утворюються нерухомі електричні заряди?
11. Для яких цілей необхідно визначати концентрації рухомих і нерухомих носіїв заряду в напівпровідниках?
12. При яких умовах функція розподілу Фермі-Дірака збігається з функцією розподілу Больцмана?
13. Напишіть умови електричної нейтральності об'єму домішкового напівпровідника і зобразіть його енергетичну діаграму з позначенням рухомих і нерухомих зарядів.
14. Як змінюється положення рівня Фермі з підвищенням температури в невідродженому напівпровіднику, що містить донори і акцептори?
15. При яких умовах відбувається виродження напівпровідників?
16. Чим розрізняються поняття фахової і групової швидкостей?
17. При яких умовах виникає механізм коливань типу стоячих хвиль?
18. Чому в елементарній комірці, що містить два види атомів, виникають дві гілки коливань?
19. Поясніть розходження між акустичною й оптичною гілками коливань.
20. Чому фонони підпорядковуються статистиці Бозе-Ейнштейна?
21. Як визначається квантовий стан фононів?
22. Чому виникає тепловий опір у твердих тілах?
23. Якими фізичними процесами визначаються типи рекомбінацій носіїв заряду?
24. За яких умов темп рекомбінації приймає максимальне значення?
25. Які процеси лежать в основі генерації носіїв заряду?

Література

1. Фейнман Р. Ф. Внизу полным – полно места: приглашение в новый мир физики / Р. Ф. Фейнман. Российский химический журнал, 2002, т. XLV1, № 5, – С. 4 – 6.
2. Шалимова К. В. Физика полупроводников / Шалимова К. В. – М. : Энергоиздат, 1985. – 391 с.
3. Киреев П. С. Физика полупроводников / П. С. Киреев. – М. : Высшая школа, 1985. – 583 с.
4. Орешкин П. Г. Физика полупроводников и диэлектриков / П. Г. Орешкин. – М. : Высшая школа, 1977. – 447 с.
5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. Т.1. – М. : Мир, 1984. – 453 с.
6. Мартинес–Дуарт Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Дж. М. Мартинес–Дуарт, Р. Дж. Мартин–Палма, Ф. Агулло–Руеда. – М. : Техносфера, 2007. – 368 с.

2 ФІЗИЧНІ ЯВИЩА У НАПІВПРОВІДНИКАХ У НАНОМАСШТАБІ

В останні десятиліття основний напрямок досліджень у фізиці твердого тіла безперервно переходив від досліджень об'ємних кристалів до структур, розміри яких наближались до нанометрового масштабу. До таких структур відносяться твердотільні плівки, товщину яких можна зіставити з довжиною хвилі електронів λ_B у твердих тілах. Такі роботи дозволи виявити ряд нових ефектів, серед яких можна відмітити квантовий ефект Холла. Цей ефект був відкритий у 1980 р. Клітцингом. За відкриття цього ефекту у 1985р. він був удостоєний Нобелівської премії.

В більшості напівпровідників, які використовуються на практиці, величини геометричних просторових розмірів лежать в діапазоні від 10 до 100 нм, тому в них можна спостерігати нові квантові ефекти, такі як квантовий ефект Холла, кулонівську блокаду, квантову провідність. У першому розділі ми визначили поняття низькорозмірних об'єктів, які класифікуються відповідно до числа просторових вимірів, які мають нанометрові параметри. Наприклад, якщо один з вимірів є нанометровим, то структуру слід вважати двовимірною (2D) і цю структуру називають квантовою ямою. Одновимірними (1D) структурами є квантові проводи, в яких два геометричні розміри мають нанометровий характер. Нульвимірними (0D) є об'єкти, в яких всі три виміри мають порядок λ_B . Ці об'єкти отримали назву квантові точки.

2.1 Двовимірні напівпровідникові наноструктури

Прикладом двовимірної напівпровідникової структури, яка широко застосовується на практиці, є тришарова структура з плівки арсеніду галію нанометрової товщини, на яку з двох сторін нанесено шар алюмінату арсеніду галію AlGaAs з більш широкою забороненою зоною [1-8]. При $x = 0,3$ заборонена зона $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ приблизно дорівнює 2 еВ, в той час як для GaAs вона складає 1,4 еВ. Це приводить до того, що виникає потенціальний бар'єр з майже прямокутною формою з висотою 0,4 еВ для електронів і 0,2 еВ для дірок (рис. 2.1, а.).

В дійсності форма потенціального бар'єра є більш складною, тому що потенціал залежить від міжатомної відстані, яка в свою чергу впливає на хвильові функції. Як видно з рис. 2.1,а, рух електронів і дірок може відбуватись лише в напрямках x і y , паралельних границі поділу, проте рух носіїв заряду уздовж координати z , яка перпендикулярна до ями, заборонено за наявності стінок ями. Цей випадок відповідає руху електронів в системах з так званими нескінченно високими стінками потенціальних бар'єрів. При нескінченно високих стінках потенціального бар'єра хвильові функції

і енергетичні рівні пов'язаних електронних станів визначаються формулами [1]

$$\Psi(z) = \left(\frac{2}{a}\right)^2 \sin\left(\frac{\pi n z}{a}\right), \quad (2.1)$$

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_c^* a^2} n^2, \quad (n=1, 2, 3, \dots), \quad (2.2)$$

де m_c^* – ефективна маса електрона при його русі уздовж осі z , a – ширина потенціальної ями. Виходячи з виразу (2.2), можна сказати, що квантові ефекти повинні проявлятися в структурах з малими значеннями a і в матеріалах з малими величинами ефективної маси електронів. Цим вимогам відповідають наноструктури GaAs, в яких $m_c^* = 0,067m_0$, де m_0 – маса вільного електрона. Розмірні квантові ефекти легше спостерігати у системах, які мають високі значення рухливості електронів і довжину вільного пробігу при низьких температурах, оскільки середня теплова енергія носіїв заряду має порядок kT .

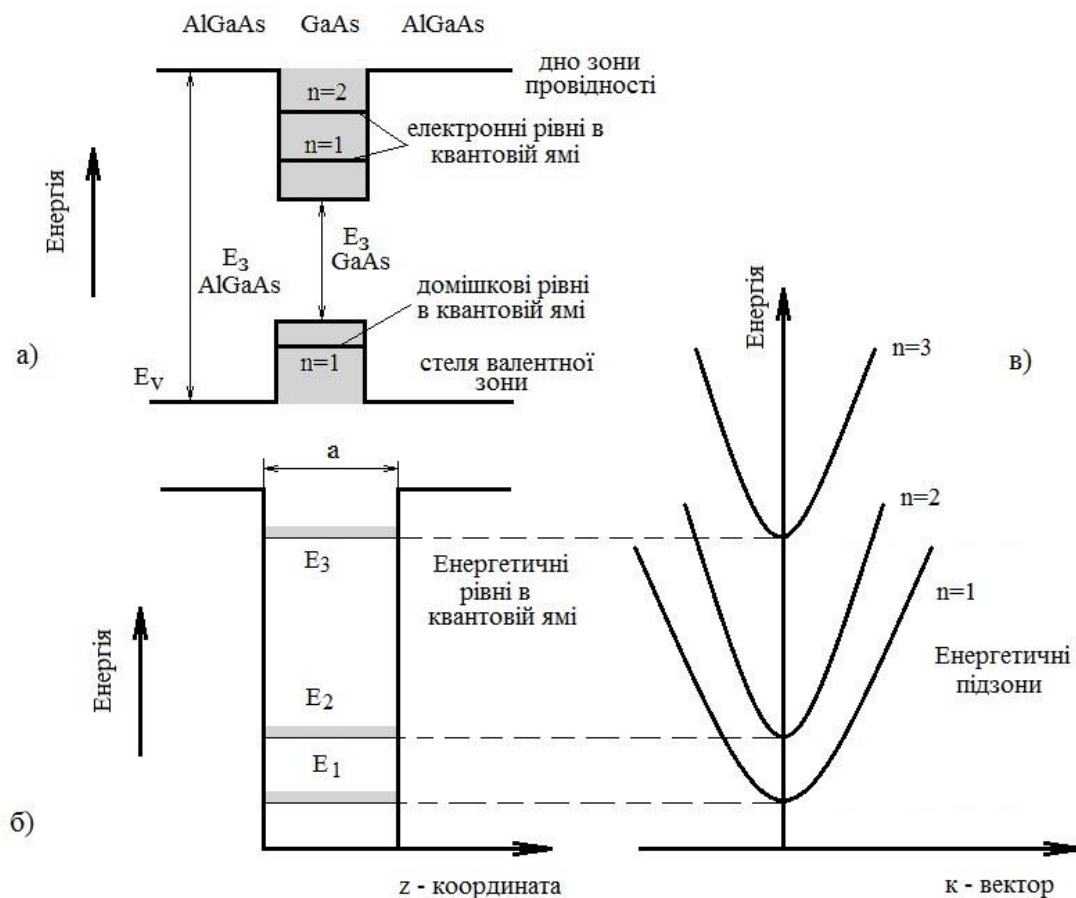


Рисунок 2.1 – Прямокутна потенціальна яма у тришаровій системі AlGaAs–GaAs– AlGaAs (а); енергетичні рівні (б); енергетичні підзони (в)

Рух електронів у квантових ямах обмежено у напрямку координати z , а в площині (x, y) вони є вільними і їх поведінка така ж сама, як у твердих тривимірних тілах. У цьому випадку хвильову функцію електрона можна подати у вигляді добутку хвильових функцій по координатах x, y, z [1]

$$\Psi = \Psi_x \Psi_y \Psi_z, \quad (2.3)$$

де відповідно до простої моделі квантової ями функції Ψ_x і Ψ_y є розв'язком рівняння Шредінгера для вільного електрона, тобто описують біжучу хвилю. В той же час хвильова функція Ψ_z є розв'язком того ж рівняння Шредінгера тільки для частинки у прямокутній потенціальній ямі $V(z)$, тобто відповідати рівнянню (2.1). Враховуючи вище наведене, повну енергію електронів у потенціальній ямі можна описати виразом [1]

$$E(k_x, k_y, n) = \frac{\hbar^2}{2m_c^*} (k_x^2 + k_y^2) + E_n = \frac{\hbar^2}{2m_c^*} (k_x^2 + k_y^2) + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_c^* a^2} n^2, \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (2.4)$$

де квазінеперервні значення k_x і k_y повинні визначатися відповідно до періодичних граничних умов, як і у випадку вільних електронів в об'ємному твердому тілі.

Дискретні значення енергії E_n для руху електронів уздовж осі z подано на рис. 2.1, б. Залежності $E(p)$ для значень p у площині (p_x, p_y) подано на рис. 2.1, в. Слід підкреслити, що особливий інтерес являє той факт, що мінімальна енергія електронів E_1 відрізняється від нуля. Цей результат суперечить принципам класичної механіки, проте узгоджується із законами квантової механіки, оскільки $E = 0$ порушувало б принцип невизначеності.

Фізичні характеристики матеріалів залежать одночасно як від енергетичного спектра, так і від вигляду функції щільності станів, які визначають концентрацію електронів для кожного конкретного значення енергії. Для тривимірної електронної системи функція щільності станів має параболічний вигляд, проте для двовимірного стану ситуація значно змінюється. Для двовимірних систем (рис. 2.2) дозволені значення k_x і k_y мають періодичність $2\pi / L$, де L – розмір зразка, який вважається квадратним (рис. 2.2).

Число станів в k -просторі між k і $k + dk$, які розташовані всередині кільця, визначається формулою [1,2]

$$n_{2D}(k) dk = \frac{2\pi k dk}{(2\pi L)^2},$$

а число станів у k -просторі на одиницю площі складає

$$n_{2D}(k) = \frac{k}{2\pi}. \quad (2.5)$$

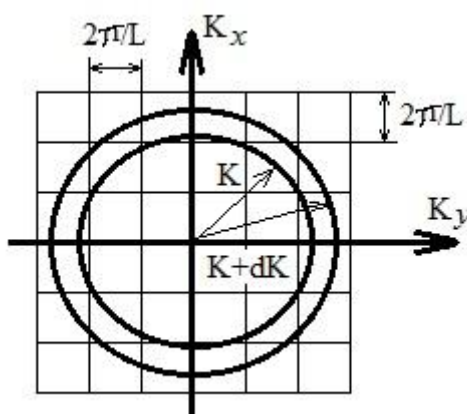


Рисунок 2.2 – Подання станів (k_x, k_y) в k -просторі для двовимірної електронної системи

Число станів в діапазоні значень енергії δE дорівнює $n_{2D}(E)\delta E$, в свою чергу щільності станів за енергіями і хвильові вектори пов'язані співвідношенням

$$n_{2D}(E)\delta E = n_{2D}(k)\delta k, \quad (2.6)$$

де величини E і k пов'язані формулою $E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$. При підстановці у вираз (2.6) формули (2.5) і проведення диференціювання з врахуванням спіну електронів отримуємо рівняння [1,2]

$$n_{2D}(E) = \frac{2k\delta k}{2\pi\delta E} = \frac{2km_c^*}{2\pi\hbar^2 k} = \frac{m_c^*}{\pi\hbar^2}. \quad (2.7)$$

Слід підкреслити, що функція щільності станів для електронів у випадку двовимірних наноструктур є постійною і не залежить від енергії. На рис. 2.3 наведено графік функції щільності станів, з якого видно, що ця функція має ступінчастий характер, при цьому усі ступені мають однакову висоту, проте розташовані на дискретних значеннях енергії E_n , які відповідають розв'язкам рівняння (2.1). Виходячи з рис. 2.1 можна сказати, що значення енергії між 0 і E_1 є забороненими. В інтервалі енергій $E_1 < E < E_2$ електрони можуть розташовуватися у підзоні, якій відповідає $n=1$. Цьому випадку відповідає функція щільності станів, яка дорівнює $m_c^* / \pi\hbar^2$, що витікає з (2.7). В інтервалі енергій між E_1 і E_3 електрони можуть розташовуватися одночасно у двох підзонах, що відповідають $n=1$ і $n=2$. Це при-

водить до того, що функція щільності станів подвоюється за своїм значенням, тобто дорівнює $2m_c^* / \pi \hbar^2$ і т. д. Такий ступінчастий характер функції $n_{2D}(E)$ підтверджено експериментальними дослідженнями оптичного поглинання наноструктур. Штрихова лінія на рис. 2.3 є параболічною кривою для тривимірного випадку, яка показує різницю між двовимірними і тривимірними системами. Ця різниця проявляється сильніше при малих значеннях величини n .

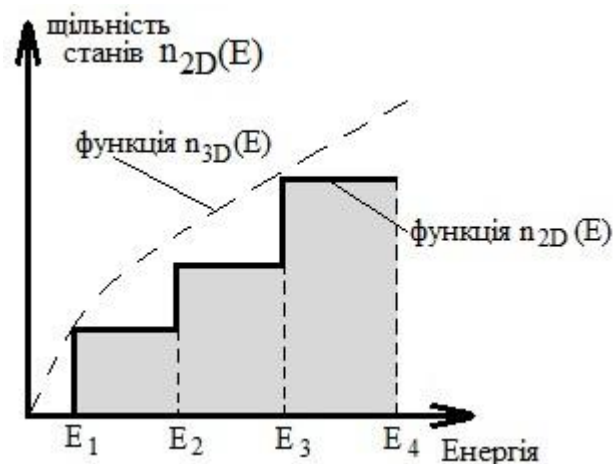


Рисунок 2.3 – Функція щільності станів для двовимірної електронної системи

Номер підзони, до якої належить електрон, визначає відносну частку кінетичної енергії. Наприклад, в інтервалі від E_2 до E_3 енергія залишається однаковою, проте електрони в підзоні з $n=2$ мають більшу енергію в z -напрямку (E_2), ніж електрони підзони з $n=1$ з енергією E_1 . Внаслідок цього для руху електронів у підзоні з $n=2$ у площині (p_x і p_y) залишається менше енергії, ніж для підзони з $n=1$. Такий розподіл енергії за окремими "складовими" є наслідком використаного вище спрощеного уявлення для хвильової функції і енергії у рівняннях (2.3) і (2.4).

2.2 Рух електронів у потенціальній ямі скінченної глибини

При розгляді поведінки електронів і дірок в наноструктурі GaAs, на яку з двох сторін нанесено плівку AlGaAs з більшою шириною забороненої зони, було отримано систему розв'язків для хвильових функцій і енергетичних рівнів для потенціальної ями з нескінченною глибиною. В реальних наноструктурах глибина ями має скінченну величину і повинна збігатися з значенням розриву у зоні провідності ΔE_c на границі поділу середовищ GaAs і AlGaAs, яка складає декілька десятків еВ. Проте для практичних цілей задачу можна спростити, при цьому скористатись отриманим розв'язком для ями нескінченної глибини, проте не розглядати розв'язки,

які не відносяться до дуже глибоких рівнів енергії електронів. Це твердження пояснює рис. 2.4.

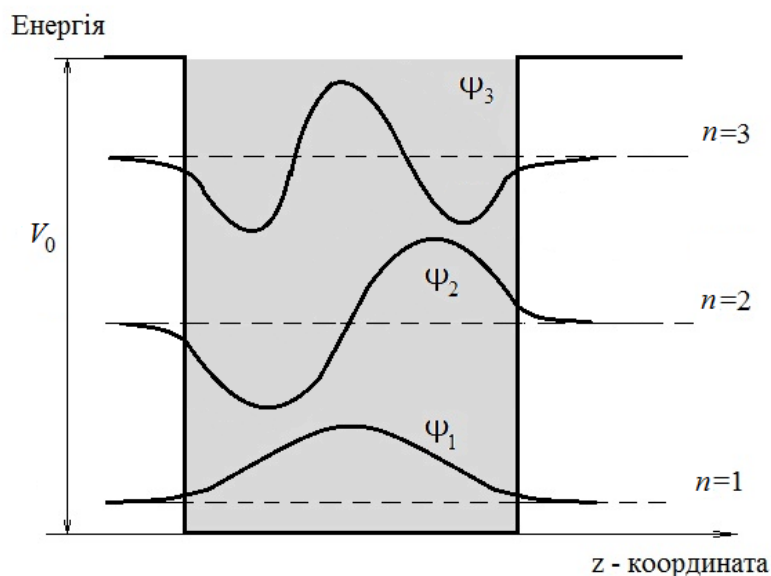


Рисунок 2.4 – Перших три дозволених енергетичних рівні і відповідні їм хвильові функції для прямокутної потенціальної ями скінченної глибини

Нехай величина V_0 дорівнює глибині потенціальної ями. Якщо енергія $E < V_0$, то цей випадок відповідає зв'язаним станам, тобто електрони захоплені або утримуються всередині ями з шириною α . При $E > V_0$ розв'язки рівняння Шредінгера визначають делокалізовані стани, в яких електрони можуть вільно рухатись уздовж осі z від $-\infty$ до $+\infty$. Оскільки така задача має інверсну симетрію відносно центра ями, то цю точку зручно вибрати як початок координатної осі z -координат. З цього витікає, що хвильові функції зв'язаних станів усередині потенціальної ями при цьому повинні мати той же вигляд, що і для ями нескінченної глибини, тобто відповідні їм розв'язки можуть зберігати свою симетричність або несиметричність. Як відомо з квантової механіки, розв'язки рівняння Шредінгера з потенціальною енергією V_0 для простору поза потенціальною ямою повинні представляти собою експоненційно спадну функцію. Тому природно шукати загальні розв'язки для хвильових функцій у вигляді лінійних комбінацій таких функцій [1]

$$\psi_n(z) = \begin{cases} D \exp(kz), & z < -\alpha/2, \\ C \cos(kz), \quad C \sin(kz), & -\alpha/2 < z < \alpha/2, \\ D \exp(-kz), & z > \alpha/2, \end{cases} \quad (2.8)$$

де

$$k = (2m_c^* E / \hbar^2)^{1/2} - \text{всередині потенціальної ями} \quad (2.9)$$

і

$$k = (2m_c^* (V_0 - E) / \hbar^2)^{1/2} - \text{поза потенціальною ямою.}$$

У рівнянні (2.8) вважається, що ефективна маса електрона як всередині потенціальної ями, так поза нею, є однаковою. Це наближення є достатнім, тому що речовини GaAs і AlGaAs досить схожі за своїми фізичними характеристиками, а з другого боку імовірність проникнення хвильових функцій у бар'єри для низьких зв'язаних станів достатньо мала. При розв'язуваннях задачі (2.8) необхідно враховувати, що функції $\Psi(z)$ повинні бути неперервними, внаслідок чого всі розв'язки повинні збігатися при $z = \pm\alpha/2$, а з врахуванням однакової величини ефективної маси електронів повинні збігаються не тільки самі функції, але і їх похідні. Виконання цих умов дозволяє отримати трансцендентне рівняння, яке розв'язується числовими методами. Аналіз розв'язку показує, що для одновимірної ями завжди можна знайти, принаймні, один зв'язаний стан, незалежно від того, наскільки мала величина V_0 . Коефіцієнт зменшення k в експоненті рівняння (2.8) має мале значення, тому хвильові функції, які подано на рис. 2.4, можуть досить глибоко проникати в область бар'єра, а з другого боку, для міцнозв'язаних станів глибина проникнення в заборонену зону дуже мала.

2.3 Рух електронів в параболічній і трикутній квантових ямах

У фізиці твердого тіла модель параболічної потенціальної ями широко використовується як для опису коливань атомів у кристалічних ґратках (у першому наближенні гармонічний осцилятор), так і для опису впливу магнітного поля на двовимірні електронні системи. Квантові ями з параболічним потенціалом можна отримати експериментально з використанням молекулярно-променевої епітаксії (МПЕ). Таким методом можна отримати шарову структуру з чергуванням шарів GaAs і $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, в якій товщина шарів AlGaAs квадратично зростає з відстанню, в той час як товщина відповідних шарів GaAs зменшується у такій же пропорції. Залежність потенціалу для одновимірного гармонічного осцилятора описується формулою

$$U(z) = \frac{1}{2} k^2 z^2, \quad (2.10)$$

де k – стала, а дозволені енергії для цього випадку мають вигляд

$$E_n = (n - \frac{1}{2})\hbar\omega_0, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.11)$$

де ω_0 – власна кутова частота. На рис. 2.5 подано параболічну потенціальну яму і розподіл хвильових функцій для трьох перших зв'язаних електронних станів. Хвильові функції симетричні або антисиметричні відносно центра ями і експоненціально зменшуються в забороненій енергетичній зоні. Математично хвильові функції описуються за допомогою поліномів Ерміта.

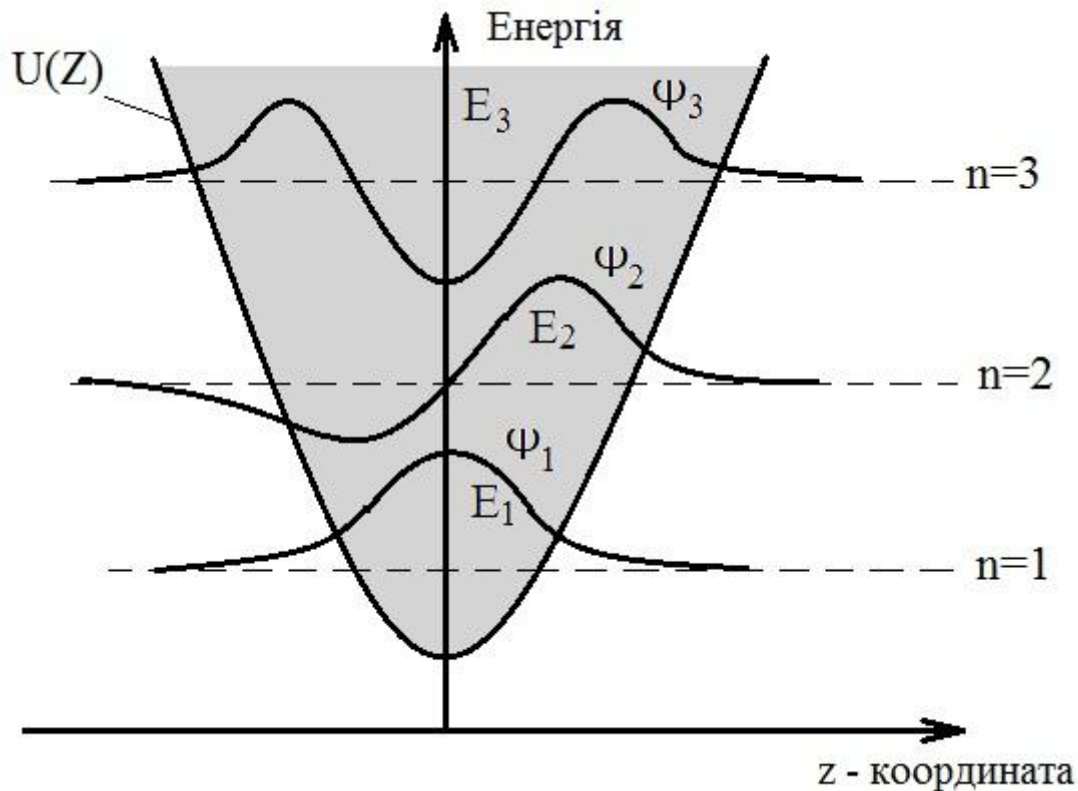


Рисунок 2.5 – Перших три енергетичних рівні і відповідні їм хвильові функції для потенціальної ями $U(z)$ гармонічного осцилятора

Трикутна потенціальна яма є одним з широкоживаним наближень для таких гетероструктур як AlGaAs – GaAs, оскільки потенціальний профіль поперек квантових переходів для електронів в GaAs є близьким до трикутного. Слід підкреслити, що майже трикутна потенціальна яма реалізується в напівпровідниках з МДН-структурами [3-5]. На рис. 2.6 подано трикутну потенціальну яму, в якій з лівої сторони потенціальний бар'єр є нескінченно високим, а з правої сторони для $z > 0$ він збільшується за лінійним законом

$$\begin{aligned} U(z) &= qFz, & z > 0, \\ U(z) &= \infty, & z \leq 0, \end{aligned} \quad (2.12)$$

де q – заряд електрона; F – напруженість однорідного електричного поля.

Як і в попередніх задачах, енергія і хвильові функції стану електронів визначаються розв'язками рівняння Шредінгера при граничній умові $\Psi(z=0)=0$. В цьому випадку власні значення визначаються функціями Ейрі. При використанні квазікласичного наближення при малих значеннях n виконується співвідношення [1]

$$E_n = \left[\frac{3}{2} \pi \left(n - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3} \left(\frac{q^2 F^2 \hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.13)$$

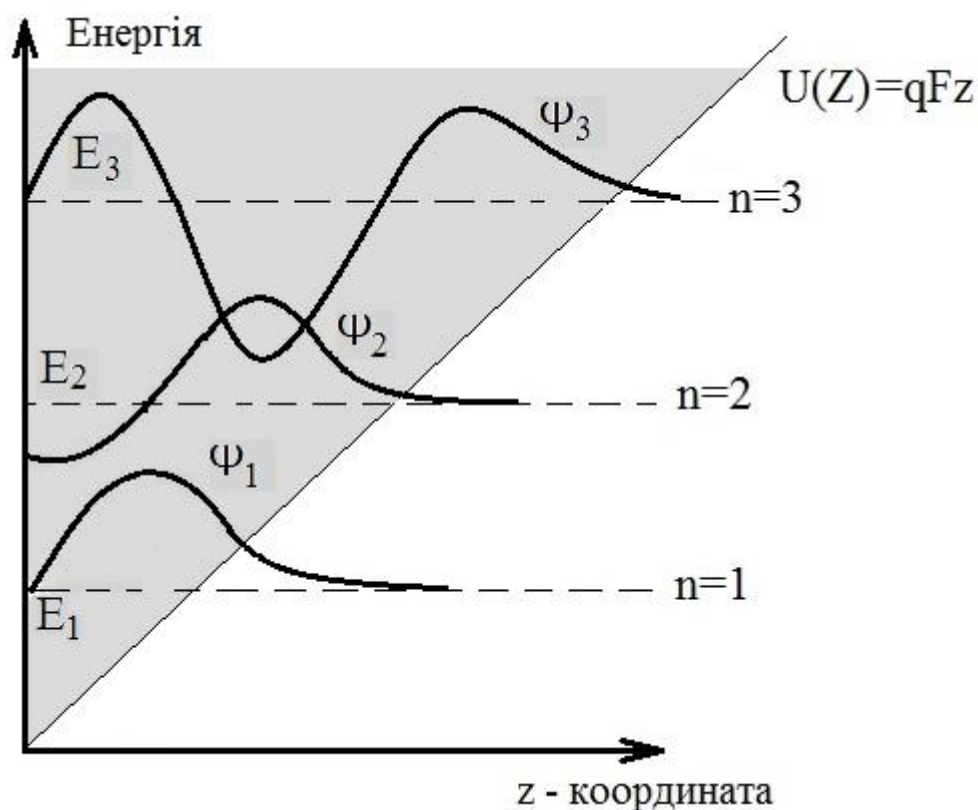


Рисунок 2.6 – Перших три енергетичних рівні і відповідні їм хвильові функції для трикутної потенціальної ями $U(z)$

Як видно з рис 2.6, проміжки між рівнями енергії дещо зменшуються із збільшенням n , проте при параболічному потенціалі ці проміжки строго дорівнюють один одному. Аналізуючи хід хвильових функцій, можна відмітити, що із зростанням n їх періодичність зростає на половину періоду. Окрім того, на відміну від систем з параболічним потенціалом хвильові функції не можуть бути віднесені ні до симетричних, ні до антисиметричних, оскільки в даному випадку відсутня симетрія відносно центра потенціальних ям.

2.4 Поняття про квантові проводи

Виходячи з моделі двовимірного електронного газу, можна легко перейти до опису одновимірного електронного газу, в якому рух електронів обмежено у двох вимірах (x, y), внаслідок чого вони можуть вільно рухатись в одному напрямку z , який вважається перпендикулярним до площини (x, y). Такий рух описується аналогічно розповсюдженню електромагнітної хвилі. Вважаємо, що рух, який обмежує потенціал, є функцією $r = (x, y)$,

тобто $(U - U(r))$. Цю задачу можна розв'язати методом розподілу змінних, який був використаний для розв'язування рівняння Шредінгера в підрозділі 2.2. Виходячи з цього можна записати хвильові функції у вигляді [1]

$$\Psi(r) = \exp(ik_z z)u(r), \quad (2.14)$$

де $u(r)$ – хвильова функція, яка може бути отримана з розв'язку наступного двовимірного рівняння Шредінгера [1]

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_c} \left(\frac{\partial^2}{dx^2} + \frac{\partial^2}{dy^2} \right) + V(r) \right] u_{n_1, n_2}(r) = E_{n_1, n_2} u_{n_1, n_2}(r), \quad (2.15)$$

де $(n_1, n_2) = 1, 2, 3, \dots$

Повна енергія електронів у квантовому проводі має вигляд[1]

$$E_{n_1, n_2}(\kappa_z) = E_{n_1, n_2} + \frac{\hbar^2 \kappa_z^2}{2m^*}, \quad (2.16)$$

де остання складова виразу (2.16) описує кінетичну енергію руху електрона уздовж осі z .

Розглянемо приклад визначення енергії для випадку двовимірного прямокутного потенціалу нескінченної довжини з розмірами (α_x, α_y) , тобто потенціал вигляду

$$\begin{aligned} V(x, y) &= 0, \quad 0 < x < \alpha_x, \quad 0 < y < \alpha_y, \\ V(x, y) &= \infty, \quad x < 0, \quad x > \alpha_x, \quad y < 0, \quad y > \alpha_y, \end{aligned} \quad (2.17)$$

для якого на основі результатів підрозділу 2.2, можна визначати значення дозволених рівнів енергії [1]

$$E_{n_1, n_2} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^*} \left(\frac{n_1^2}{\alpha_x^2} + \frac{n_2^2}{\alpha_y^2} \right), \quad n_1, n_2 = 1, 2, 3, \dots \quad (2.18)$$

Друга задача, яка розв'язується у циліндричних координатах, пов'язана з розглядом квантового проводу з круглим перерізом, коли розв'язки можуть бути знайдені у вигляді функцій Бесселя. В загальному випадку для квантових проводів енергетичні рівні, які відповідають поперечному руху, описуються двома квантовими числами n_1, n_2 . Ці квантові числа відповідають енергії E_{n_1, n_2} для дна параболічної одновимірної підзони у просторі

k_z . Слід зауважити, що значення рівнів E_{n_1, n_2} для електронних станів зростають при зменшенні товщини квантових проводів.

Розглянемо задачу про щільність станів одновимірного електронного газу. Щільність станів в залежності від енергії пов'язана з хвильовим числом формулою [1,2]

$$n_{1D}(E) \partial E = n_{1D}(E) \frac{dE}{dk} \partial k = 2n_{1D}(k) \partial k, \quad (2.19)$$

де коефіцієнт 2 вводиться для врахування двох можливих напрямків руху електронів уздовж проводу. При узагальненні ідеї (рис. 2.2) для одновимірного випадку можна зробити висновок, що щільність станів у k -просторі дорівнює $1/2\pi$. При підстановці цього значення у вираз (2.19) і враховуючи, що $E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$, отримуємо кінцевий вираз [1,2]

$$n_{1D}(E) = \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{2m_c^* / E}, \quad (2.20)$$

який дорівнює нескінченності при $E = 0$.

З врахуванням подання про групову швидкість електронів v_g , вираз (2.20) приймає вигляд [1]

$$n_{1D}(E) = \frac{2}{\pi \hbar v_g}, \quad (2.21)$$

з якого витікає висновок, що струм в одновимірній системі є постійним, а його величина пропорційна швидкості і щільності станів, при цьому також відбувається квантування провідності у таких системах.

З рівняння (2.20) можна отримати вираз для щільності станів на одиницю довжини квантового проводу [1]

$$n_{1D}(E) = \sum_{n_1, n_2} \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{2m_c^*}{E - E_{n_1, n_2}}}. \quad (2.22)$$

На рис. 2.7 подана функція щільності станів для одновимірної системи, яку можна порівняти з параболічною функцією щільності станів для тривимірної системи.

Головна відмінність полягає в тому, що в одновимірних системах функція розходить при значеннях енергії E_{n_1, n_2} , які відповідають дну підзон, що визначає фізичні характеристики квантових проводів.

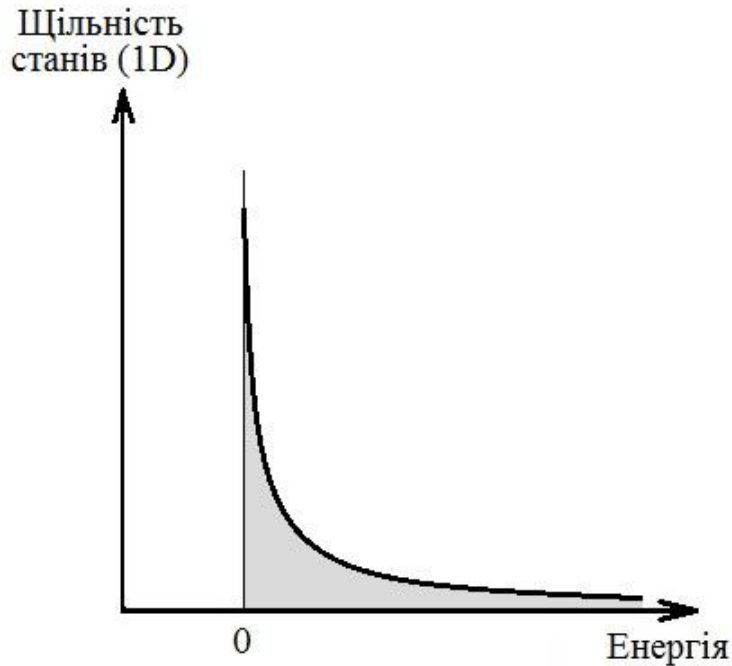


Рисунок 2.7 – Функція щільності станів в залежності від енергії для одновимірної електронної системи

2.5 Поняття про квантові точки

Квантові точки являють собою нанокристали, які мають три просторові виміри у нанометровому масштабі. У випадку напівпровідників типу A^2B^6 (наприклад $CdSe$ або CdS) такі нанокристали можна отримати вирощуванням з рідиннофазних розчинів при заданих температурах. В інших випадках їх можна отримати з макроскопічних матеріалів при застосуванні літографії і методів створення мікротекстур необхідного типу.

Термін “точка” являє собою нескінченно малі розміри об’єкта, проте реальні квантові точки можуть вміщати досить велику кількість атомів (до 10^4 - 10^6), зберігаючи при цьому наномасштаби в усіх трьох вимірах, що означає, довжина хвилі де Бройля залишається сумірною з усіма розмірами об’єкта. Дуже часто квантові точки називають штучними атомами. За аналогією за атомами для квантових точок можна визначити енергію іонізації, тобто енергію, яку необхідно для введення у систему або видалення з неї додаткового електрона. Цю енергію інколи називають енергією зарядження точки. Це уявлення перейшло з понять про електричну ємність систем, коли додавання або вилучення електричних зарядів визначається кулонівською взаємодією. Багато “атомарних” властивостей квантових точок вивчаються завдяки вимірюванням їх електричних характеристик. З цієї точки зору дуже важливо відзначити, що введення або вилучення хоча б одного електрона у квантову точку може, на відміну від одновимірних (1D) або двовимірних (2D) систем, суттєво змінити електричні характеристики точки,

що проявляється в таких ефектах, як великі коливання провідності і ефект кулонівської блокади.

Розглянемо енергетичний спектр квантових точок для простого випадку, коли обмежувальний потенціал дорівнює нулю всередині деякого ящика (розмірами $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$) і нескінченності поза цим об'ємом. Розв'язком цієї відомої у квантовій механіці задачі є стоячі хвилі як хвильові функції електронів і енергетичні рівні вигляду [1]

$$E_{n_1, n_2, n_3} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_c^*} \left(\frac{n_1^2}{\alpha_x^2} + \frac{n_2^2}{\alpha_y^2} + \frac{n_3^2}{\alpha_z^2} \right), \quad n_1, n_2, n_3 = 1, 2, 3, \dots \quad (2.23)$$

На відміну від одновимірних та двовимірних систем, енергія в цьому випадку квантується повністю за всіма трьома вимірами і подібно до атомних систем, розв'язки не допускають ніяких вільних рухів для електронів. Проте слід відзначити, що рівні часто є виродженими, наприклад, для тих випадків, коли два або три виміри ящика збігаються за розмірами.

Точний розв'язок цієї задачі можна отримати для сферичної точки, коли потенціал дорівнює нулю всередині сфери і нескінченності поза нею. В такому плані задача нагадує задачу про сферичний симетричний атом. Розв'язок цієї задачі показує, що енергія визначається двома квантовими числами: головним квантовим числом n , що виникає при розв'язанні одновимірного радіального рівняння, і квантовим числом кутового моменту ℓ .

Оскільки у квантових точках рух електронів повністю обмежений, то енергетичний спектр повинен бути дискретним, а функція щільності станів являти собою ряд піків з нескінченно малою шириною і нескінченною висотою, як показано на рис. 2.8.

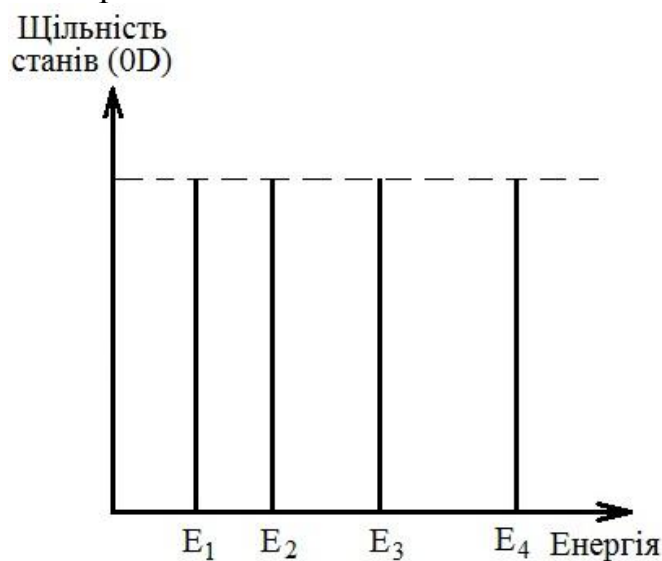


Рисунок 2.8 – Функція щільності станів для нульвимірної (0D) електронної системи

Зрозуміло, що на практиці такі піки мають малу, але скінченну ширину, внаслідок того, що електрони не є абсолютно незалежними, тому що вони повинні якось взаємодіяти з фононами і домішковими атомами ґратки [1, 2–8].

2.6 Напружені шари в наноструктурах

Якість границі поділу між двома матеріалами визначається співвідношенням сталих їх кристалічних ґраток. Для гетеропереходів типу GaAs - $Al_xGa_{1-x}As$ сталі ґраток дуже близькі за своїми значеннями, які не перевищують 0,2 % в усьому діапазоні зміни x , а також коефіцієнти теплового розширення майже збігаються, то напруження, які виникають на поверхні контакту, є незначними. Проте в багатьох випадках (рис. 2.9) гетеропереходи утворюються з матеріалів, сталі ґраток яких відрізняються досить значно, наприклад, у випадку контакту GaAs - $In_xGa_{1-x}As$. Такі переходи характеризуються значними механічними напругами, внаслідок чого на поверхнях підкладок можна вирощувати дуже тонкі плівки, які складаються з декількох атомних шарів. Такі напружені шари мають цілий ряд нових властивостей і ефектів, що використовуються в оптоелектронних приладах, наприклад, у лазерах на квантових ямах і електрооптичних модуляторах.

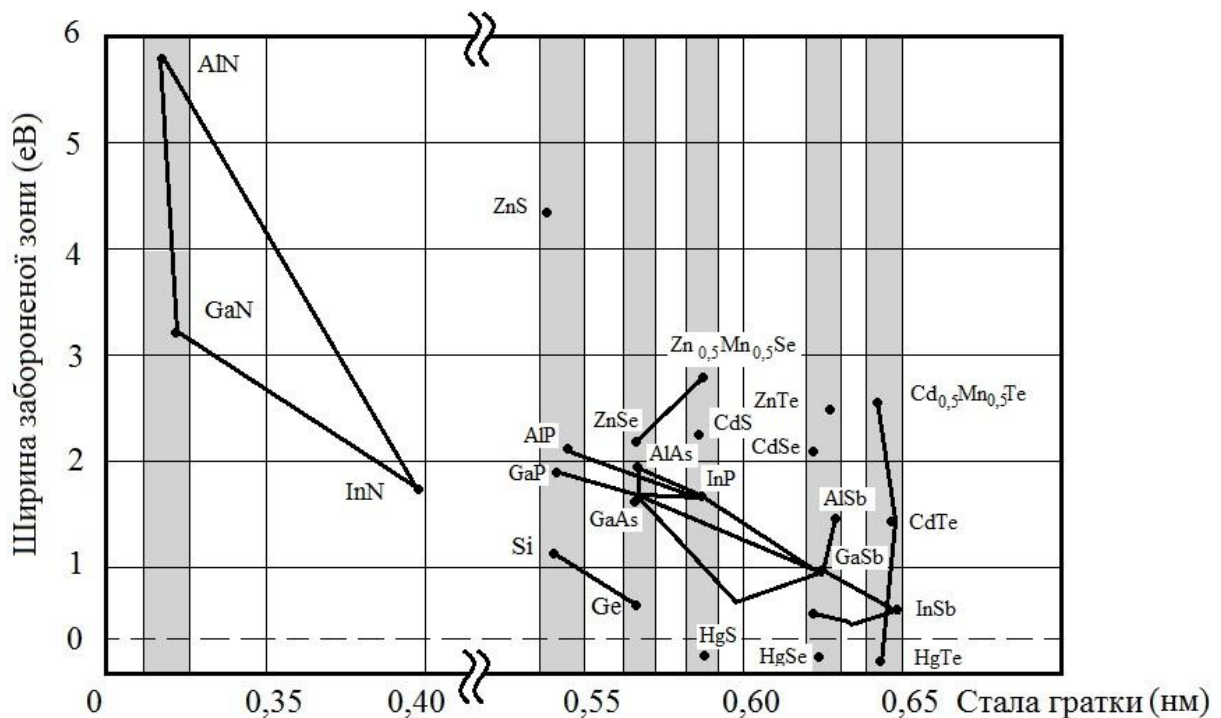


Рисунок 2.9 – Значення ширини забороненої зони і сталей ґраток в різних напівпровідниках. Заштриховані ділянки відносяться до найбільш відомих груп напівпровідників, які здатні утворювати декілька типів гетеропереходів

На базі цього виник новий напрям, який отримав назву епітаксії напружених шарів. Звичайно при епітаксійному вирощуванні стала ґратки шару, який вирощується на підкладці, трохи змінюється “підбудовуючись” під сталу ґратки підкладки. Таке явище отримало назву псевдоморфного росту. Напруги, які виникають у шарі, що вирощується, приводять до важливих фізичних ефектів: до зняття виродженості важких і легких дірок у валентній зоні матеріалу, до зміни ширини забороненої зони і т. п. Причини такої поведінки напівпровідників пояснюються тим, що зонна структура таких тіл дуже чутлива не тільки до зміни розмірів елементів ґратки, а і до зміни їх симетрії.

Нехай на підкладці зі сталою ґратки α_s епітаксіально вирощується шар з іншим значенням сталої ґратки α_L . Механічна напруга ε у шарі, який вирощується, описується формулою [1,2,5]

$$\varepsilon = \frac{\alpha_L - \alpha_s}{\alpha_s} . \quad (2.24)$$

Прикладом такої системи (рис. 2.10) є плівка $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, яка була вирощена на підкладці GaAs, при цьому у такій системі $\alpha_L > \alpha_s$. На рис. 2.10, а проілюстровано приклад окремого шару і підкладки. Якщо епітаксійний шар є досить тонким, то атоми у ньому вибудовуються відповідно з кристалічною будовою підкладки, внаслідок чого всередині такого шару виникає стискальна механічна напруга уздовж площини росту, а міжплощинна відстань у перпендикулярному напрямку (напрямку росту) зростає (рис. 2.10, б). Існування спотворень у ґратці InGaAs приводить до того, що у системі накопичується напружена енергія, величина якої пропорційна товщині плівки. При досягненні порогового значення, яке отримало назву критичної товщини h_c , у системі відбувається релаксація, внаслідок чого стає енергетично вигідним народження дислокацій поблизу границі поділу (рис. 2.10, в).

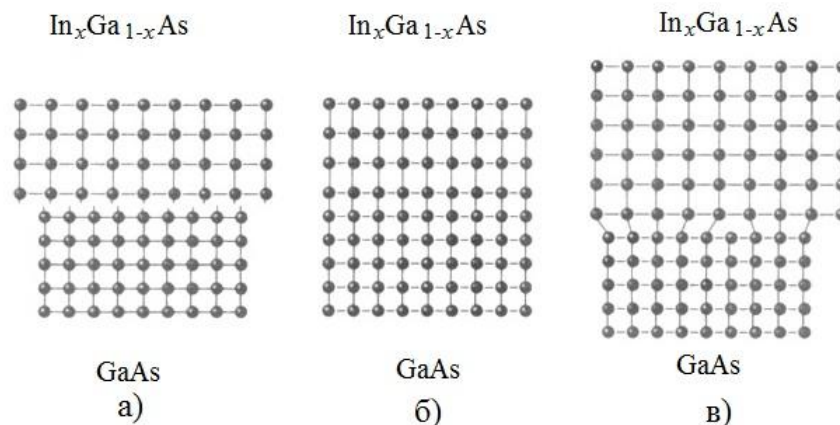


Рисунок 2.10 – Зростання плівки кристалу з сталою ґратки

При використанні більш складних технологій можна виростити шари товщиною більше ніж h_c і без дислокацій, проте такі структури є метастабільними. Тому товщина шарів, які вирощуються, буває звичайно менша значення h_c . В останні роки увагу дослідників привертає інша перспективна наносистема $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$.

2.7 Вплив напруг на валентну зону

Електронні та оптоелектронні характеристики напівпровідникових матеріалів Si та сполук типу A^3B^5 визначаються формою зони провідності і валентної зони у k -просторі. Стани в зонах у кристалах виникають з верхніх енергетичних рівнів атомів. У випадку зони провідності поведінку електронів можна описати з використанням неперевних станів зон, які для напівпровідників з прямими оптичними переходами відносяться безпосередньо до s -типу. Ця система позначень використовується в атомній фізиці, тому можна сказати, що хвильові функції вигляду $1s$ описують періодичну частину функції, яка пов'язана з ґраткою. Проте в напівпровідниках з непрямыми оптичними переходами ситуація ускладнюється і стани в зонах являють собою деяку комбінацію s і p станів. Ще складніше виглядає ситуація у валентній зоні, де існують три гілки розв'язків, які дуже близькі в області навколо $k=0$ і виникають з p -станів. Ці явища відбуваються у більшості важливих напівпровідників типу Ge, Si і GaAs, де існують вироджені діркові стани при $k=0$, тобто поблизу стелі валентної зони.

На рис. 2.11 подано дві зони, одна з яких має більшу кривизну, що відповідає легким діркам, а друга – меншу кривизну, що відповідає важким діркам. Окрім того, на рисунку подано і третю зону, яка отримала назву відщепленої зони. Ця зона розташована нижче вказаних двох зон, її поява пояснюється релятивістськими ефектами при спин-орбітальних взаємодіях [1].

Дуже часто таке розщеплення є досить великим, і відщеплену зону можна не враховувати, оскільки дірки не заповнюють відповідні стани. Також потрібно враховувати, що поблизу точки Γ стани в зонах легких та важких дірок досить добре описуються параболічною залежністю від k , тому при їх описі можна користуватися уявленням про ефективні маси для важких і легких дірок. Для знаходження залежності E від k у валентній зоні можна скористатись формулою Латгінджера-Кона [1]

$$E(k) = E_v - \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[Ak^2 \pm \sqrt{(Bk^2)^2 + C^2 (k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2)} \right], \quad (2.25)$$

де верхня позначка "+" перед коренем відноситься до важких, а нижня "-" до легких дірок, відповідно. Безрозмірні величини A , B і C , які входять у формулу (2.25), пов'язані з параметрами Латтінджера-Кона ($\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$) співвідношенням

$$A = \gamma_1, \quad B = 2\gamma_2, \quad C = 12(\gamma_1^2 - \gamma_2^2). \quad (2.26)$$

Для GaAs ці параметри мають такі значення: $\gamma_1 = 6,85$; $\gamma_2 = 2,1$; $\gamma_3 = 2,9$.

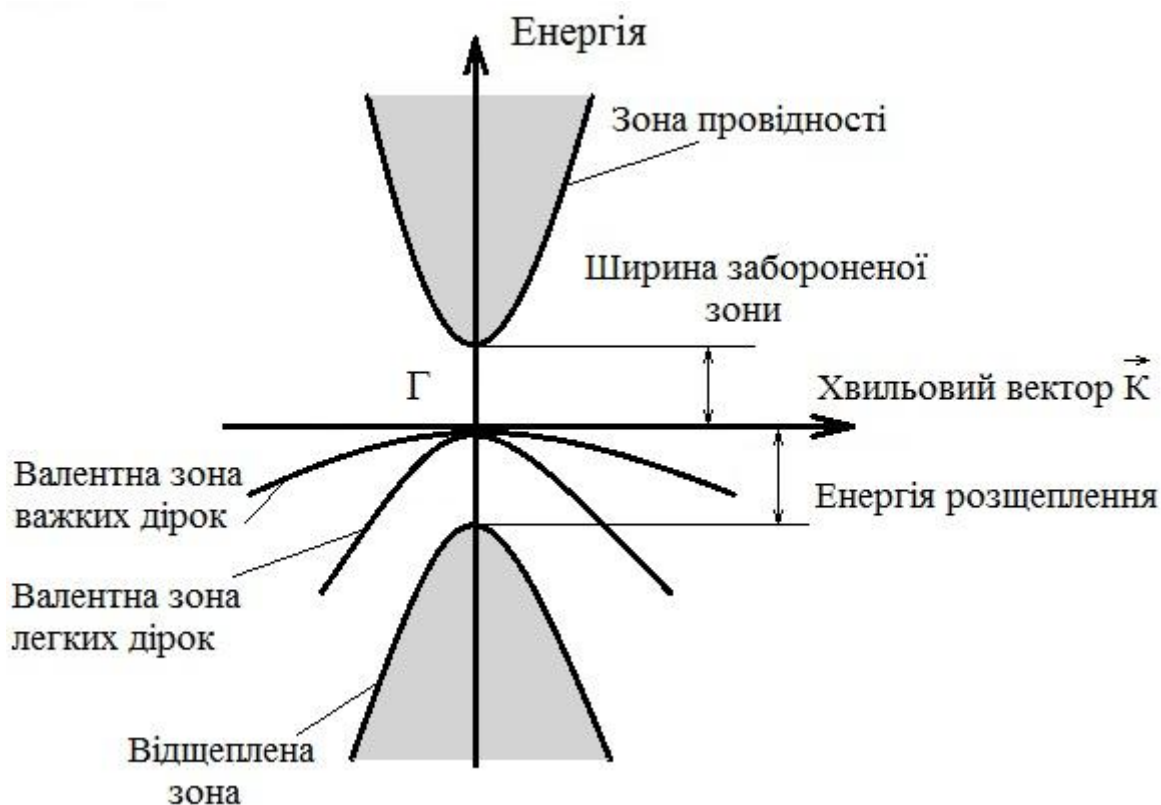


Рисунок 2.11 – Структура валентної зони в деяких типових напівпровідниках при $\vec{K} = 0$

Вплив механічних напруг у шарі на зонну структуру набуває особливо значення для діркових валентних зон, що витікає із змін сталих кристалічної структури і пов'язаних з цим змін у симетрії. Це приводить до можливості керування шириною забороненої зони і виродженням у точці Γ . Зміщення енергетичних рівнів електронів і дірок внаслідок механічних напруг визначаються стандартними методами розрахунків зонної структури.

В напівпровідниках A^3B^5 ці ефекти чітко проявляються у зміні ширини забороненої зони і енергетичній структурі валентних зон. На графіках (рис. 2.12) схематично подано зонну структуру шарів, які вирощені уздовж осі (001), у відсутності напруги і у випадку напруг стиску або розтягу у площині границі поділу. Це приводить до того, що у першу чергу знімаєть-

ся виродженість у точці Γ і зони легких і важких дірок у цій точці розщеплюються. При стисненні більш висока валентна зона (зона важких дірок) відповідає більшому значенню ефективної маси, хоча для руху у площині потрібно виходити з меншого значення цієї маси (рис. 2.12, б). При напругах розтягу (рис. 2.12, в), коли стала ґратки шару, який росте, менша сталої підкладки, то відбувається зворотний порядок енергетичних зон, оскільки зона легких дірок розташована при цьому вище зони важких дірок. Видно, що в цьому випадку зони пересікаються при певному значенні k (k_{\parallel} – довільний вектор у площині k_x, k_y), проте такі стани не досягаються. Таким чином, наявність механічних напруг приводить до анізотропії і розщеплення рівнів на величину до 0,05 еВ.

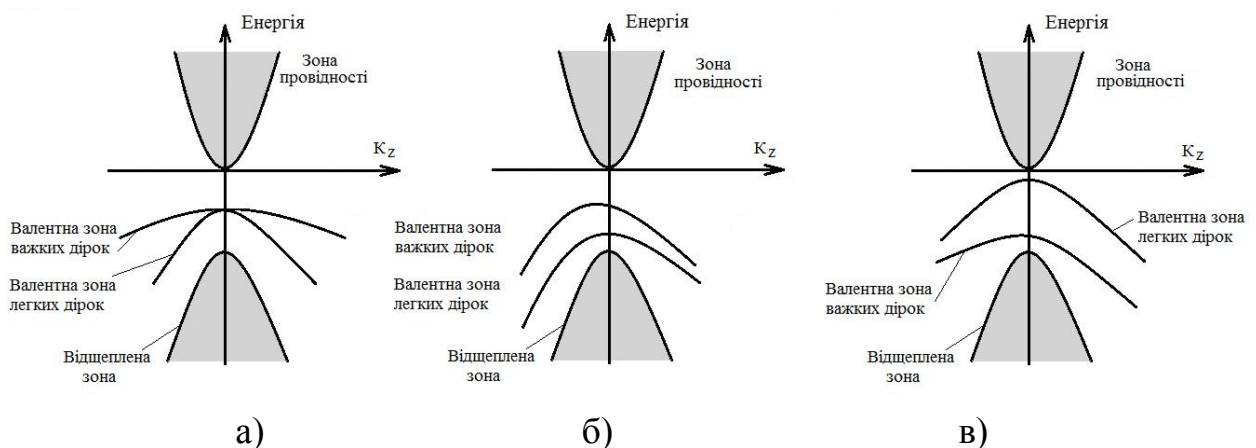


Рисунок 2.12 – Зонна структура для шарів, які осаджені на підкладці:
 а) – ненапружений шар; б) – шар із стискальними напругами;
 в) – шар з напругами розтягу

Оптичне поглинання у квантових ямах залежить від зонної структури напівпровідникових матеріалів. Слід підкреслити, що зонна структура у квантовій ямі має дуже складний вигляд, особливо для дірок. В багатьох випадках її можна розрахувати тільки числовими методами. Додаткові складності виникають при розрахунках в прямокутних ямах скінченної висоти. Квантові обмеження можуть приводити до суттєвих змін енергетичного спектра як для легких, так і важких дірок. Окрім того, розташування енергетичних рівнів у зонах може змінюватися під дією напруг стискання або розтягування (рис. 2.13).

В деяких випадках зони легких дірок можуть бути розташовані вище зон важких дірок і бути навіть виродженими. Результатом такого виродження може стати дуже висока концентрація діркових станів. Це явище використовується в оптоелектронних модуляторах.

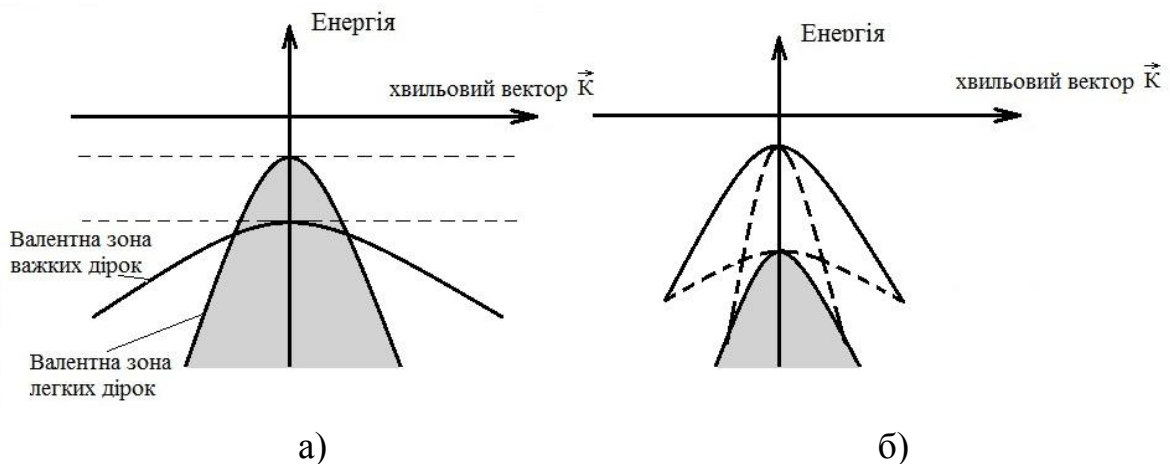


Рисунок 2.13 – Валентні зони в об'ємному кристалі GaAs (а); розташування валентних зон в квантовій ямі в середині кристала GaAs (б)

2.8 Екситонні ефекти у квантових ямах наноструктур

Екситонні ефекти набувають важливого значення у наноструктурах, де рух електронів і дірок суттєво обмежений у порівнянні із звичайними об'ємними кристалами. Причиною цього є те, що енергія зв'язку, яка необхідна для формування екситону у вигляді електронно-діркової пари, у системах з квантовими обмеженнями значно перевищує енергію такого ж зв'язку в об'ємі кристала. Тому екситонні переходи можуть спостерігатися навіть при кімнатних температурах, в той час як в об'ємних структурах для їх виявлення потрібні дуже низькі температури. Більш високе значення енергії зв'язку у квантових системах можна якісно пояснити таким чином. В об'ємному кристалі GaAs енергія утворення екситону складає лише $E_B = 4,2$ меВ, а відповідний борівський радіус є досить великим ($\alpha_B = 150 A^0$). На рис. 2.14 подані дві можливі ситуації для екситону у квантовій ямі: 1) борівський радіус α_B набагато менший ширини квантової ями, що відповідає об'ємному кристалу, 2) борівський радіус набагато перевищує ширину ями. У другому випадку відстань між електроном і діркою обмежено шириною ями, тому екситон “стискається”, що приводить до підсилення кулонівського протягування.

Для двовимірного атому водню можна показати, що величина E_B зростає приблизно у чотири рази у порівнянні з тривимірним випадком. Важливим наслідком зростання енергії зв'язку є те, що екситони у квантових ямах не руйнуються під дією дуже сильних електричних полів, що використовується для створення оптоелектронних модуляторів. Окрім того, так звана сила осциляторів для екситонних переходів обмежена більш вузьким діапазоном енергії, що приводить до зростання їх інтенсивності. Числові розрахунки дозволяють більш точно визначити енергію зв'язку екситону в залежності від ширини квантової ями [1, 5]. На рис. 2.15 подано таку залежність для квантової ями у структурі $Al_xGa_{1-x}As$ -GaAs.

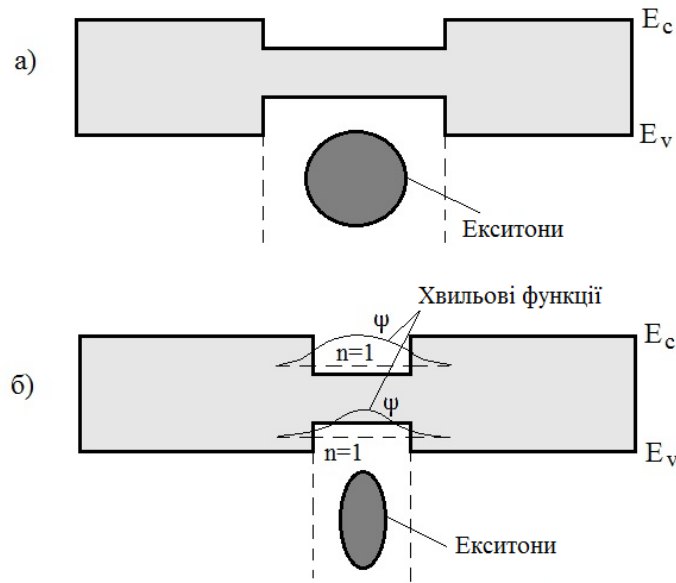


Рисунок 2.14 – Орбіти екситону в об'ємному кристалі (а); сферична форма екситону витягується в еліптичну форму в середині квантової ями, ширина якої менша радіуса екситону

У випадках, коли ширина ями на багато більша борівського радіуса екситону, залежність практично не відрізняється від тієї, яка характерна для об'ємних кристалів. Проте із зменшенням ширини ями, екситони у ній поступово стискаються, внаслідок чого зростає кулонівська взаємодія. При ширині ями біля 3–4 нм енергія зв'язку досягає максимального значення, яке приблизно у три рази перевищує значення для об'ємного кристала.

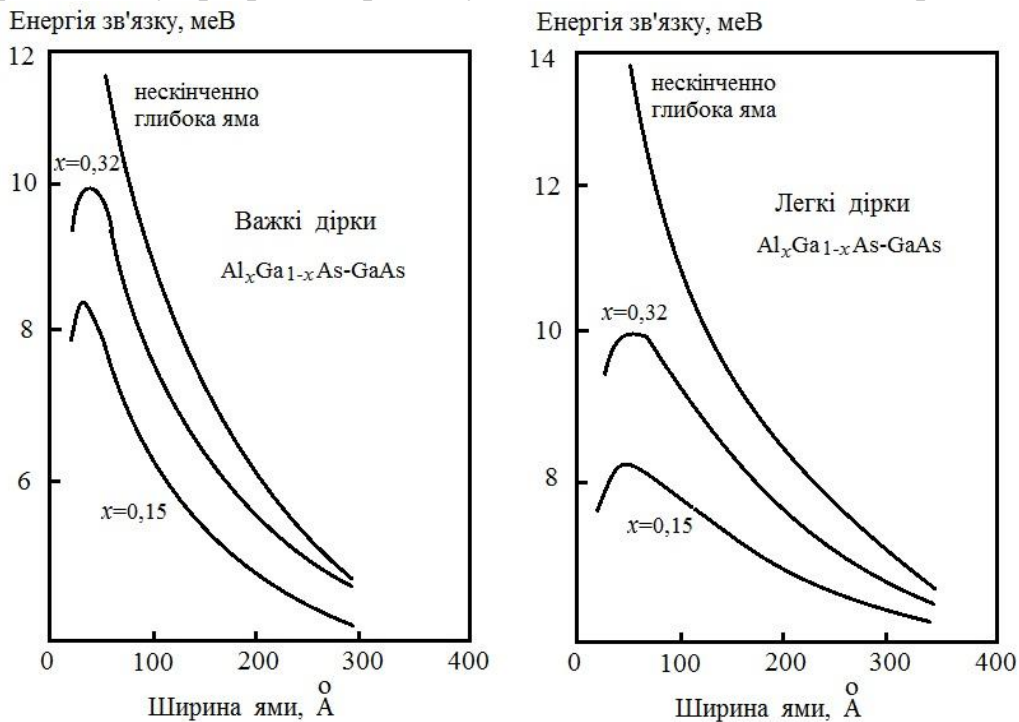


Рисунок 2.15 – Залежність енергії зв'язку в квантовій ямі структури GaAs-AlGaAs від ширини потенціальної ями [1]

Коли яма скінченної глибини стає дуже вузькою, енергія локалізації екситону зростає, внаслідок чого хвильові функції електрона починають долати енергетичний бар'єр за рахунок квантового тунелювання. Вплив локалізації в обмеженій області на енергію зв'язку екситону в одновимірних (1D) і нульвимірних (0D) системах повинні бути значно більшими у порівнянні з розглянутими двовимірними ямами. Проте технологія створення таких структур поки не так розвинена, як для створення двовимірних структур, тому ефекти зміни енергії зв'язку екситону в одновимірних і нульвимірних системах для вирішення технічних задач поки не використовується, винятком є створення лазерів на квантових точках.

Контрольні питання

1. Чому виникає потенціальний бар'єр в гетероструктурі GaAs – AlGaAs?
2. Як пояснити, що мінімальна енергія електронів E_1 у прямокутній потенціальній ямі, відрізняється від нуля?
3. Наведіть графік функції щільності станів для електронів у випадку двовимірних наноструктур і поясніть чому вона є постійною і не залежить від енергії електронів?
4. При яких умовах електрони захоплені або утримуються всередині квантової ями?
5. Як зростає періодичність хвильових функцій для електронів, які рухаються в трикутній потенціальній ямі, при зростанні квантових значень енергії електронів?
6. Наведіть і поясніть поведінку функції щільності станів для одновимірної системи на одиницю довжини квантового проводу.
7. Поясніть чому величина струму в одновимірній системі пропорційна швидкості і щільності станів електронів.
8. Чому відбувається квантування провідності в одновимірних системах?
9. Що являє собою квантова точка і яку кількість атомів вона містить?
10. Чому енергетичний спектр електронів у квантових точках є дискретним, а функція щільності станів являє собою ряд піків з нескінченно малою шириною?
11. Внаслідок чого з'являються значні механічні напруги в гетеропереходах GaAs – InGaAs і які ефекти при цьому виникають?
12. Якому значенню ефективної маси відповідає більш висока валентна зона при стисненні напівпровідникових наноструктур типу A^3B^5 ?
13. Чому екситонні переходи в наноструктурах спостерігаються при кімнатних температурах, в той час як в об'ємних структурах для їх виявлення потрібні дуже низькі температури?
14. Як можна пояснити ефект стиснення екситонів із зменшенням ширини квантової ями?

15. При якій ширині квантової ями в структурах AlGaAs – GaAs енергія зв'язку екситонів досягає максимального значення?

Література

1. Мартинес–Дуарт Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Дж. М. Мартинес–Дуарт, Р. Дж. Мартин–Палма, Ф. Агулло–Руеда. – М. : Техносфера, 2007. – 368 с.
2. Борисенко В. Е. Физические основы наноэлектроники / Борисенко В. Е. Часть 1. – Мн. : БГУИР, 2001. – 48 с.
3. Зебрев Г. И. Физические основы кремниевой наноэлектроники / Г. И. Зебрев. – М. : Московский инженерно – физический университет, 2008. – 288 с.
4. Ткалич В. Л. Физические основы наноэлектроники / Ткалич В. Л., Макеева А. В., Оборина Е. Е. – СПб. : СПбГУ НТМО, 2011. – 83 с.
5. Щука А. А. Наноэлектроника / Щука А. А. – М. : Физматкнига, 2007. – 464 с.
6. Кобаяси Н. Введение в нанотехнологию / Кобаяси Н. – М. : Бином. Лаборатория знаний, 2008. – 134 с.
7. Нанотехнологии в электронике. Сб. трудов под ред. Ю. А. Чаплыгина. – М. : Техносфера, 2005. – 448 с.
8. Наноелектроніка. За ред. З. Ю. Готри. – Львів : Ліга-прес, 2009. – 342 с.

3 РУХ НОСІЇВ СТРУМУ В НАНОСТРУКТУРАХ В ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛЯХ

Рух носіїв струму в наноструктурах з квазідвовимірними ямами, в яких електрони практично вільно рухаються у площині, паралельній границям ям, отримав назву поздовжнього. Для опису такого руху застосовується напівкласичний підхід, який в деяких рисах подібний до тривимірного випадку. Проте процеси перенесення скрізь потенціальні бар'єри в області границі поділу, які отримали назву поперечних, зовсім відрізняється від процесів перенесення електронів у звичайних тривимірних об'єктах, оскільки визначаються в основному квантовим тунелюванням. Слід підкреслити, що при дії електричного поля на наноструктури виникають непередбачені і цікаві явища, такі як квантування провідності, кулонівська блокада та ін.

3.1 Поздовжній рух носіїв струму в наноструктурах

Рух носіїв струму у двовимірних квантових гетероструктурах відбувається паралельно потенціальним бар'єрам на поверхні поділу, при цьому потрібно врахувати додаткові механізми розсіювання електронів, наприклад, розсіювання на "шорсткостях" поверхні поділу. Вивчення поздовжнього руху носіїв струму в наноструктурах почалось з вимірювання електронної провідності вздовж каналу польових МДН-транзисторів. Ці дослідження склали основу розуміння фізичних процесів: електрони в таких структурах рухаються в область, яка вільна від заряджених атомів домішок, внаслідок чого їх рухливість значно підвищується.

Розглянемо механізми розсіювання електронів при поздовжньому русі. Основні механізми розсіювання електронів при такому русі у напівпровідникових наноструктурах подібні до механізмів розсіювання у твердих об'ємних тілах (розсіювання на фононах, домішкових атомах). Проте виникають і додаткові механізми, які є специфічними тільки для наноструктур.

Розсіювання електронів на фононах. Суттєвою відмінністю такого механізму розсіювання у наноструктурах в порівнянні з тривимірними структурами є те, що при дуже малій ширині квантових ям α зростає роль акустичних фононів. Ця відмінність обумовлена відсутністю інваріантності при русі у перпендикулярному напрямку для двовимірних квантових ям, де невизначеність у перпендикулярній складовій моменту повинна бути $>h/\alpha$. Тому значення моменту акустичних фононів в дуже вузьких квантових ямах не зберігається, на відмінність від об'ємних систем, де вони мають добре визначені імпульси. Зростання невизначеності у значенні імпульсу приводить до зростання числа різноманітних механізмів електрон-

фононного розсіювання, а потім і до зростання ролі таких процесів у низькорозмірних напівпровідниках.

Процеси розсіювання на оптичних фонах у низькорозмірних структурах також суттєво відрізняються від аналогічних процесів у тривимірних напівпровідниках, особливо у напівпровідникових структурах типу A^3B^5 . Взаємодія дуже сильно виявляється у квантових ямах, де нема перекриття енергетичних зон оптичних фононів напівпровідникової ями (наприклад GaAs) і напівпровідникового бар'єра (наприклад AlGaAs). В таких системах внесок у фононне розсіювання локальних оптичних мод і мод, які пов'язані з поверхнями поділу, стає більш суттєвим, ніж внесок від звичайних об'ємних оптичних фононів.

Розсіювання на домішкових атомах. Основний внесок у процеси розсіювання при низьких температурах із зниженою розмірністю, як і в об'ємних системах, вносять процеси розсіювання на іонізованих або нейтральних домішкових атомах. Головна відмінність між процесами розсіювання у дво- і тривимірних системами виникає за присутності поздовжнього перенесення, при якому розсіючі атоми домішок часто просторово розділені з двовимірною площиною, в якій рухаються електрони. В модульовано-легованих напівпровідниках заряджені донори розташовуються у бар'єрі AlGaAs, а рух самих електронів відбувається у ямі GaAs, паралельно поверхні поділу напівпровідників. Аналогічно у МДН-структурі електрони рухаються всередині інверсного каналу, який відділений від атомів домішок, що розташовані у тонкому шарі підзатворного окислу.

Для розрахунків розсіювання на атомах домішок у квантових гетероструктурах (наприклад МДН-транзистор) вводять певні спрощені умови: всі іонізовані домішкові атоми розташовані у двовимірній області на відстані d від електронного каналу, а енергія усіх електронів, які беруть участь у розсіюванні, близька до значень рівня Фермі. Далі вважається, що концентрація домішкових атомів не дуже велика, тобто всі заряджені домішки взаємодіють з носіями незалежно одна від одної. Виходячи з цих умов, показано [1], що при великих значеннях d рухливість носіїв зростає приблизно як d^3 . З другого боку, при дуже великих значеннях d концентрація електронів у каналі повинна стрімко зменшуватися, тому що зменшується напруженість електричного поля, що приводить до спаду крутості польового МДН-транзистора. Тому для кожної такої структури існує оптимальне значення d .

Розсіювання на шорсткостях границі поділу. На ідеальній, абсолютно гладкій границі поділу процеси розсіювання повинні бути тільки пружними, проте реальні поверхні завжди мають недосконалості на рівні атомів, внаслідок чого відбиття носіїв перестають бути "дзеркальними", а втрата імпульсу приводить до різних релаксаційних явищ. Окрім цього, відносний внесок розсіювання на границях поділу залежить від ширини квантових ям, оскільки в міру зменшення їх ширини хвильові функції електронів

глибше проникають у потенціальний бар'єр на границі оксид-напівпровідник, тобто електрони стають "чутливішими" до шорсткості поверхні і імовірність відповідного розсіювання зростає. Слід підкреслити, що для вузьких квантових проводів внесок розсіювання на поверхнях поділу майже на порядок перевищує внесок аналогічних процесів у двовимірних системах. Це особливо важливо у тих випадках, коли проводи виготовляються з використанням літографії, оскільки при цьому шорсткість границь проводу стає фактором, який визначає рухливість електронів навіть при кімнатних температурах.

Міжпідзонне розсіювання. Розглянемо двовимірну електронну систему, яка локалізована в потенціальній ямі, що входить у склад модульовано-легованої гетероструктури або польового МДН-транзистора. Очевидно, що при достатньо високій концентрації електронів у ямі почнуть заповнюватися і рівні, які розташовані вище основного стану E_1 . Уявимо собі надалі, що концентрація електронів у системі настільки висока, що рівень Фермі E_f попадає на квантовий рівень, який відповідає стану з $n = 2$. В цій ситуації електрони з енергіями, які близькі до E_f , після процесів розсіювання, можуть здійснювати як внутрішньозонний перехід (всередині підзони з $n = 2$), так і міжзонний (між підзонами з $n = 1$ і $n = 2$). Наявність двох каналів розсіювання збільшує повну імовірність розсіювання електронів, внаслідок чого їх рухливість зменшується. В цілому можна константувати, що із збільшенням концентрації електронів у квантовій ямі виникають нові канали розсіювання, які збільшують ефективність загального розсіювання, і, отже, які знижують рухливість такого двовимірного газу. Цей ефект більшою мірою проявляється в одновимірних системах, де щільність станів розходиться при значеннях енергії, які збігаються з енергією квантових рівнів.

Вплив підзонного розсіювання на рухливість електронів було досліджено в модульовано-легованих гетероструктурах на основі AlGaAs/GaAs, до яких було додано третій електрод (затвор напівпровідника), як у польового МДН-транзистора, для керування концентрацією електронів у ямах [1]. Як видно з рис. 3.1, створення другого каналу дозволяє забезпечити розсіювання між підзонами з $n - 1$ і $n = 2$, внаслідок чого відповідна зона може приймати розсіяні електрони, що знижує рухливість у відповідному інтервалі напруг.

На рис. 3.2 подано дані, які ілюструють прогрес, досягнутий в області підвищення рухливості електронів при поздовжньому перенесенні за попередні роки [1] в наноструктурах на основі GaAs. Успіх був досягнуто за рахунок декількох факторів, насамперед, за рахунок фізичного поділу легованих домішок і носіїв у модульовано-легованих гетероструктурах. Для збільшення ефективності такого поділу, в структурах почали створювати допоміжний шар з напівізолятора між шаром донорів і двовимірним шаром електронів у провідному каналі. Такий шар дуже ефективний при низьких

температурах, коли електрони розсіюються на атомах домішок. Другий фактор, який підвищує рухливість, є високою чистотою використаних об'ємних матеріалів, яка пов'язана з розвитком вирощування плівок на основі напівпровідників A^3B^5 , що показано на рис. 3.2.

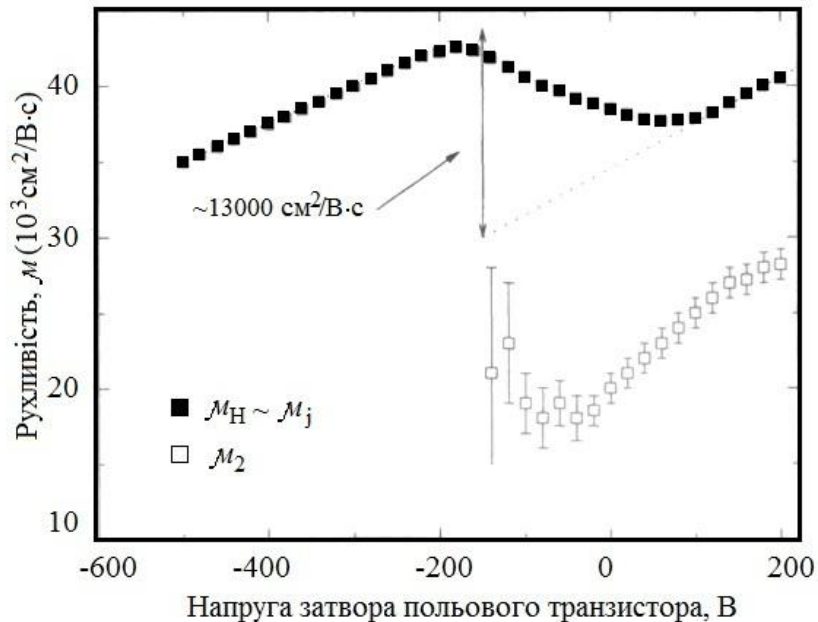


Рисунок 3.1 – Зниження рухливості у відповідному інтервалі напруг [1]

Підвищення чистоти плівок, які нарощуються, пов'язано з використанням надвисокого вакууму і чистих газів, що характерно для молекулярно-променевої епітаксії.

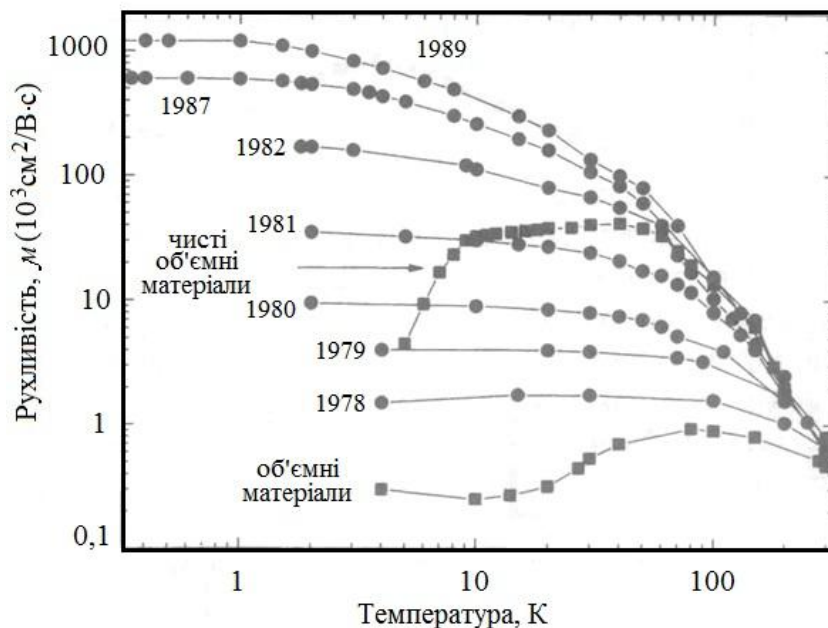


Рисунок 3.2 – Прогрес, досягнутий в області підвищення рухливості електронів при поздовжньому перенесенні за попередні роки [1] в наноструктурах на основі GaAs

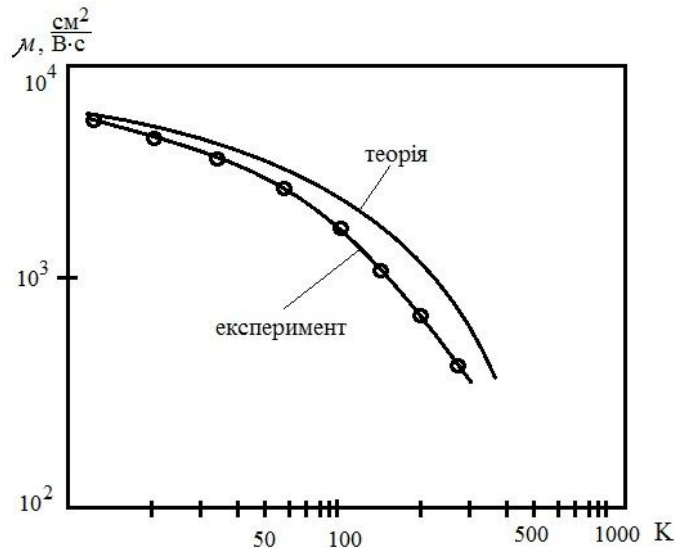


Рисунок 3.3 – Температурна залежність рухливості електронів у кремнійових польових МДН-транзисторах [1]

Слід підкреслити, що рухливість електронів у кремнієвих польових МДН-транзисторах є значно меншою, ніж у польових транзисторах з модульованим легуванням MODFET. Як видно з рис. 3.3, рухливість у модульовано-легованих структурах AlGaAs/GaAs досягає 10^7 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, що майже на три порядки вище, ніж у польових транзисторах на основі кремнію. Це пояснюється тим, що, по-перше, ефективна маса електронів у кремнію набагато більша, ніж у GaAs [1-4]. По-друге, вплив розсіювання на домішках у кремнійових польових МДН-транзисторах, які викликані зарядами і домішками у окислі і границі поділу, значно сильніші, ніж у AlGaAs/GaAs, де заряджені домішки і носії просторово розділені достатньо ефективно. По-третє, як подано на рис. 3.3, при низьких температурах домінуючим стає розсіювання на нерівностях границі поділу.

Це слід очікувати внаслідок того, що границя поділу кремній-оксид не така досконала, як у структурах AlGaAs/GaAs, які виготовлені з використанням більш складних і точних технологій, таких як молекулярно-променева епітаксія.

При дії дуже сильних електричних полів ($> \text{MV}/\text{cm}$) розсіювання, яке обумовлене розсіюванням на шорсткості границі поділу, стає домінуючим, що є головним фактором обмеження рухливості електронів. Експериментальні дослідження рухливості електронів в напружених SiGe гетероструктурах показали їх велике значення, тому транзистори на таких структурах є надвисокочастотними і перспективними для виробництва. Як відомо, дірки в гетероструктурах на основі сполучень A^3B^5 мають велику ефективну масу, що приваблює увагу дослідників до процесів двовимірного перенесення дірок у SiGe гетероструктурах з достатньо великим розривом валентної зони. Вважається, що в таких структурах можна досягнути рухливості дірок до 10^5 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

3.2 Поздовжній рух гарячих електронів

У польових транзисторах і наноструктурах кінетична енергія електронів, які прискорюються електричним полем, може стати досить високою і значно перевищувати рівноважну теплову енергію kT . Тому ефективна температура таких електронів буде набагато вища температури кристалічної ґратки. В таких випадках говорять, що розподіл електронів за енергіями «відривається» від розподілу ґратки, а самі електрони отримали назву гарячих електронів. Середня енергія електронів, згідно із класичним підходом, пов'язана з температурою співвідношенням

$$\bar{E} = \frac{3}{2} kT_e. \quad (3.1)$$

Вивчення поздовжнього руху електронів у гетероструктурах AlGaAs/GaAs показало [1], що під дією електричного поля швидкість електронів значно перевищує значення для звичайних об'ємних кристалів GaAs, при цьому різниця зростає із зменшенням температури, як показано на рис. 3.4.

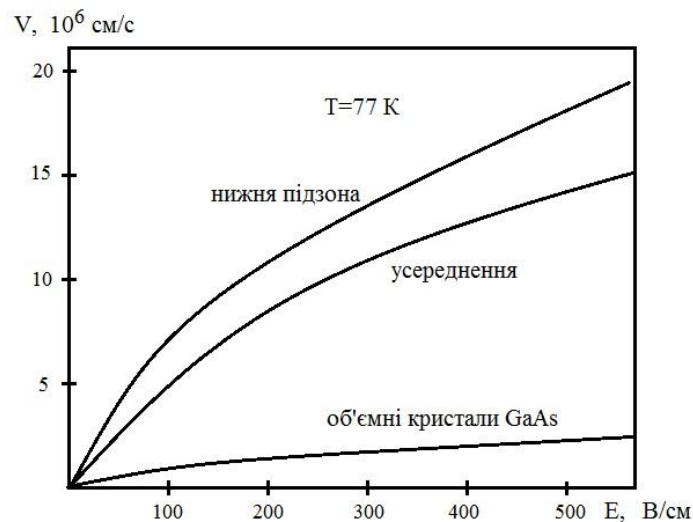


Рисунок 3.4 – Залежність дрейфової швидкості електронів при поздовжньому перенесенні в модульовано-легованих гетероструктурах AlGaAs/GaAs від напруженості електричного поля [1]

Зростання швидкості пояснюється квантуванням енергії електронів у квантових ямах. Величина швидкості особливо висока для вищої підзони ($E = E_1$) у порівнянні з другою підзоною ($E = E_2$), у якій електронні хвильові функції можуть простягатися досить далеко у область бар'єра і внаслідок чого носії розташовуються ближче до заряджених донорів, що підвищує ефективність розсіювання на домішкових атомах.

Дуже цікавий ефект, який отримав назву просторового переносу гарячих електронів, виникає при поздовжньому русі гарячих електронів у квантових гетероструктурах. Цей ефект полягає в тому, що при достатньо високій енергії електронів деякі з них можуть просто вискочити з ями, як це показано на рис. 3.5 для квантових ям у структурах типу AlGaAs/GaAs/AlGaAs, де електрони переходять з нелегованого шару GaAs у легований бар'єр AlGaAs. В електронних приладах на основі структур із зниженою розмірністю, що подано на рис. 3.5, б, при підвищенні напруги між витком і стіком електрони можуть переходити з матеріалу з високою рухливістю електронів (GaAs) у матеріал з низькою рухливістю (AlGaAs) [1]. У результаті цього процесу на вольт-амперній характеристиці, як показано на рис. 3.5, в, виникає область з від'ємним диференціальним опором. Ефект від'ємного диференціального опору використовується для створення нового класу пристроїв, які отримали назву тунельних резонансних транзисторів.

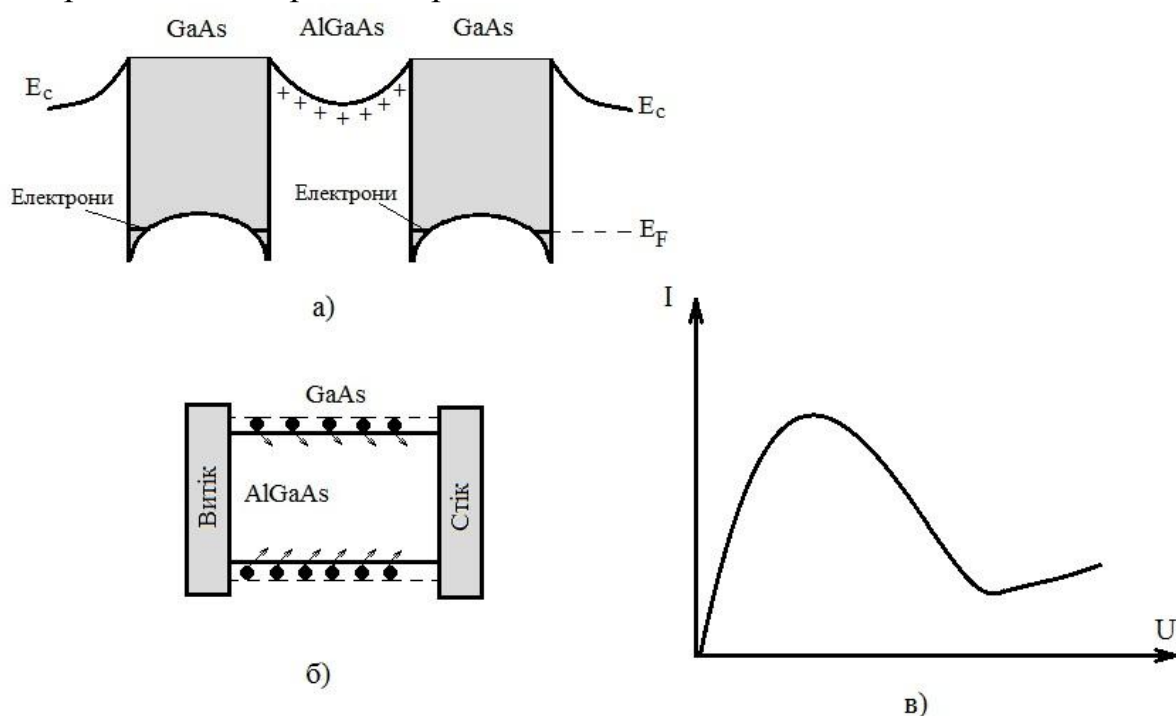


Рисунок 3.5 – Енергетична діаграма зони провідності гетероструктури GaAs-AlGaAs-GaAs (а); структура приладу з від'ємним опором (б); вольт-амперна характеристика (в)

В об'ємних матеріалах рух носіїв в електричному полі розглядався за умови, коли розміри зразка були значно більшими за вільний пробіг електрона. В сучасних електронних приладах, наприклад МДН-транзисторах, відстань витік-стік і довжина затвора стають дуже короткими, порядку декілька сотень нанометрів. Таке зменшення розмірів приводить до того, що електрони у каналі прискорюються електричним полем практично без зіткнень. Такі електрони отримали назву балістичних. Їх дрейфові швидкості

можуть досягати значень 10^7 см/с, що у два рази перевищує дрейфову швидкість насичення в об'ємних напівпровідниках. Це явище називають ефектом сплеску дрейфової швидкості, його використовують у польових транзисторах для скорочення часу прольоту електронів між витоком і стоком, що дозволяє підвищити високочастотні характеристики приладів.

3.3 Поперечний рух електронів і резонансне тунелювання

Під поперечним рухом носіїв розуміють рух у перпендикулярному напрямку до площин потенціальних бар'єрів, які поділяють квантові гетероструктури. Такий вид переносу асоціюється з квантовим перенесенням або тунелюванням, оскільки при цьому енергія носіїв може бути менша енергії, яка необхідна для подолання потенціального бар'єра. Для подолання частинкою потенціального бар'єра її хвильова функція і її похідна повинні бути неперервними у перпендикулярному напрямку, що приводить до задачі про проходження і відбивання на границях поділу. Тунелювання скрізь потенціальний бар'єр відповідає за виникнення від'ємного диференціального опору на вольт-амперній характеристиці. Це явище відкрив Есакі у 1957 р. Через шістнадцять років по тому разом з Тцу він першим дослідив від'ємний диференціальний опір у структурах AlGaAs/GaAs внаслідок резонансного тунелювання скрізь бар'єри. Проте лише на початку 80-х років вдалося виготовити високоякісні гетеропереходи, що дало можливість виготовляти діоди і транзистори з резонансним тунелюванням.

Резонансне тунелювання скрізь подвійний потенціальний бар'єр є одним з явищ вертикального квантового перенесення, яке знайшло широке використання для виготовлення діодів і транзисторів. На рис. 3.6, а подано енергетичні діаграми наноструктури з подвійним бар'єром, яка виготовлена з нелегованого GaAs, що покритий з двох сторін шарами AlGaAs, а на рис. 3.6, б і 3.6, в подана аналогічна структура, до якої прикладено зростаюче за величиною електричне поле [1]. Резонансне тунелювання відбувається при напрузі $V_1 = 2E_1/q$, де E_1 відповідає квантовому енергетичному рівню E_1 . При цьому рівень Фермі для металевого контакту E_f зліва збігається з рівнем $n-1$ ями і коефіцієнт тунельного пропускання наближається до одиниці, внаслідок чого струм через структуру зростає. Коли величина прикладеного поля стає вища за $2E_1/q$ і рівень E_f перевищує E_1 , струм через структуру зменшується, як показано на рис. 3.4, в. На рис. 3.6, г подано вольт-амперну характеристику, на якій існує спадна ділянка, що відповідає існуванню від'ємного диференціального опору. Очевидно, що при подальшому зростанні напруги V бар'єри, які повинні долати електрони, стають меншими за величиною, і струм через структуру повинен знову зростати.

Цей якісний опис був підтверджений експериментальними дослідженнями Есакі як для діодів, так і для надграток з квантових гетероструктур,

які були вирощені методом молекулярно-променевої епітаксії. Для розуміння характеристик пропускання подвійного бар'єра зручно скористатись розрахунками, які відносяться до одиночних бар'єрів, для яких імовірність пропускання $T(E)$ безперервно зростає із зростанням енергії E електронів у діапазоні енергій $E/q < V_0$.

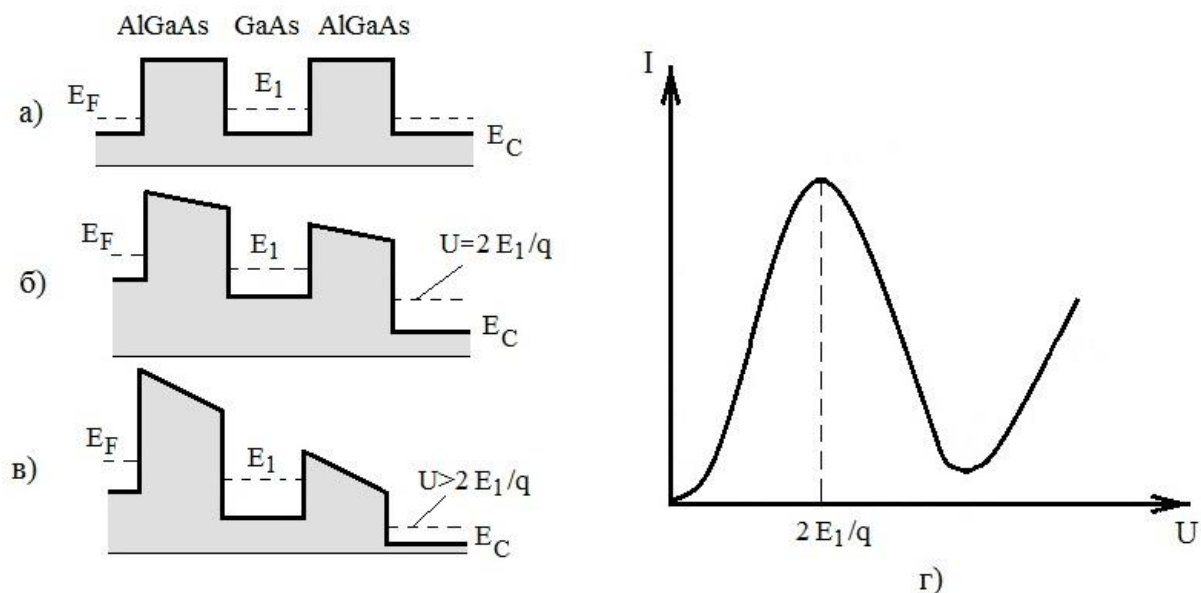


Рисунок 3.6 – Зміна енергетичної діаграми зони провідності гетероструктури AlGaAs/GaAs/AlGaAs при прикладенні зовнішньої напруги (а), (б), (в) і вольт-амперна характеристика (г)

Ситуація суттєво змінюється у випадку подвійного бар'єра, коли функція $T(E)$ набуває більш складного вигляду і являє собою добуток двох величин: T_E для першого бар'єру або емітера і T_C для другого бар'єра або колектора, отже

$$T(E) = T_E T_C, \quad (3.2)$$

при цьому розглядається ситуація, коли енергія носіїв E менша висоти бар'єрів. Найбільш просто задача розв'язується, коли бар'єри ідентичні. Коефіцієнт пропускання такої двобар'єрної структури описується рівнянням [1]

$$T(E) = \frac{T_0^2}{T_0^2 + 4R_0 \cos^2(ka - \theta)}, \quad (3.3)$$

де величини T_0 і R_0 є коефіцієнтами пропускання і відбивання для одиночного бар'єра; a – товщина ями; k – хвильове число електрона для хвильової функції всередині ями; θ – фазовий кут.

На рис. 3.7 представлена залежність $T(E)$ від E для структури з резонансним тунелюванням, яка описується трьома енергетичними рівнями у квантовій ямі. Слід відмітити, що коефіцієнт пропускання дорівнює одиниці за трьома значеннями енергії, які збігаються з енергією кожного з рівнів, тобто коли енергія падаючого електрона точно дорівнює енергії одного з рівнів. При цьому ширина резонансного піку зростає з енергією, що може бути пояснено на основі принципу невизначеності Гейзенберга. Відповідно до цього принципу ширина резонансного піку зростає з енергією, тому що величина ΔE повинна бути обернено пропорційна часу життя τ станів всередині ями. Тунелювання електронів на більш високих рівнях проходить скрізь більш низькі бар'єри, внаслідок того що їм відповідають менші значення τ .

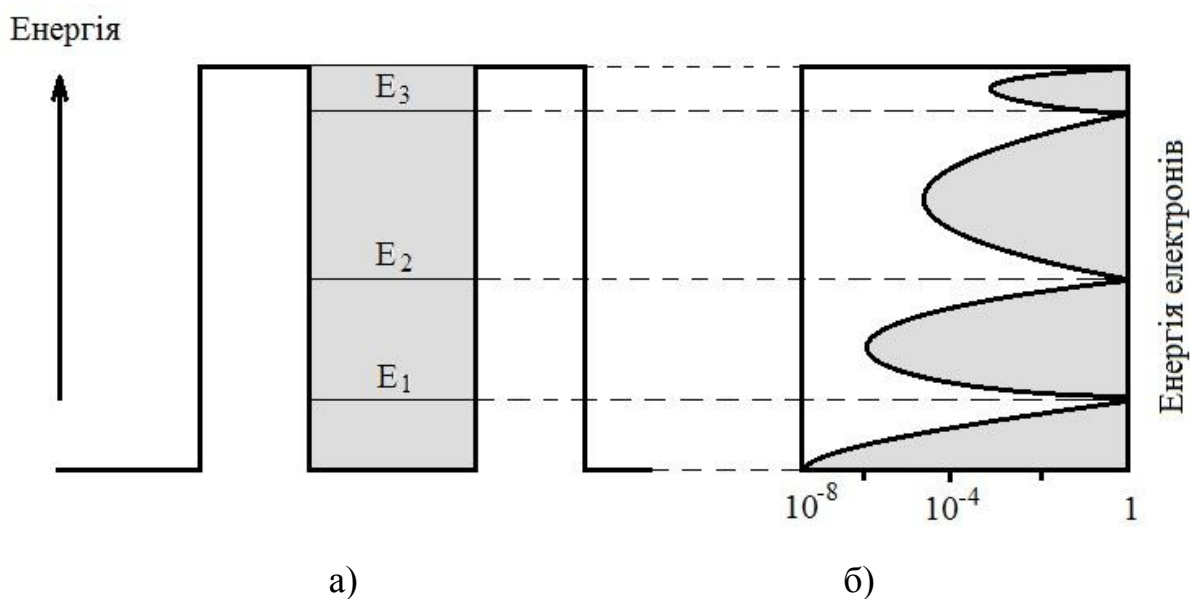


Рисунок 3.7 – Схематичне зображення подолання електронем з енергією E подвійного резонансного бар'єра. Квантова яма має три енергетичних рівні E_1, E_2, E_3 (а); залежність коефіцієнта пропускання від енергії електрона (б)

Розглянемо вплив поперечних електричних полів на властивості надграток. Електронні стани у надгратках утворюють електронні зони або підзони значно вужчі, ніж відповідні зони у звичайних кристалах. Невелика ширина зон і енергетичних пор є наслідком того, що період надгратки d звичайно більше сталої α ґратки кристала. При дії електричних полів електрони у таких вузьких зонах проявляють незвичайні властивості, при цьому виникають деякі фізичні ефекти типу осциляцій Блоха. Окрім того, з'ясувалось, що під дією електричного поля енергетичні рівні ями у надгратці утворюють так звану штарківську драбину зі «ступенів» висотою $qF\alpha$, де F – прикладене електричне поле.

Розглянемо електронну зону у k -просторі, яку подано на рис. 3.8. Поле F прикладається в напрямку осі Z , яка перпендикулярна до площини роз-

ташування квантових ям, що відповідає одновимірній задачі. Рух електрона у такій зоні під дією електричного поля описується рівнянням

$$\hbar \frac{dk}{dt} = -qF, \quad (3.4)$$

розв'язком якого у випадку постійного поля є значення хвильового числа у вигляді

$$\kappa(t) = \kappa(0) - \frac{qF}{\hbar} t. \quad (3.5)$$

Відповідно до розв'язку (3.5) хвильовий вектор повинен зростати лінійно у часі. Будемо вважати, що електрон спочатку знаходився у точці 0 початку координатної осі, як показано на рис. 3.8, а напрямок електричного поля протилежний напрямку вектора κ . При цьому електрон починає рухатися з точки 0 в напрямку до точки А, цей рух продовжується до того часу, поки він не досягне точки В, яка відповідає границі зони Бріллюена ($\kappa = \pi/d$). У точці В його швидкість зменшується до нуля, відповідно до нульового кута нахилу кривої. Після цього електрон переноситься у точку С (за вектором зворотної ґратки), якій відповідає значення хвильового вектора $\kappa = -\pi/d$, що визначає брегівське відбиття. З точки С електрон у κ -просторі під дією поля переходить у точку D, а потім у точку 0, закінчуючи тим самим цикл руху. Швидкість електрона при такому періодичному русі визначається рівнянням [1]

$$v = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dK} \quad (3.6)$$

і також змінюється періодично, якщо енергія зони відповідає рис. 3.8. Рух електрона є періодичним одночасно і в реальному, і в κ -просторі.

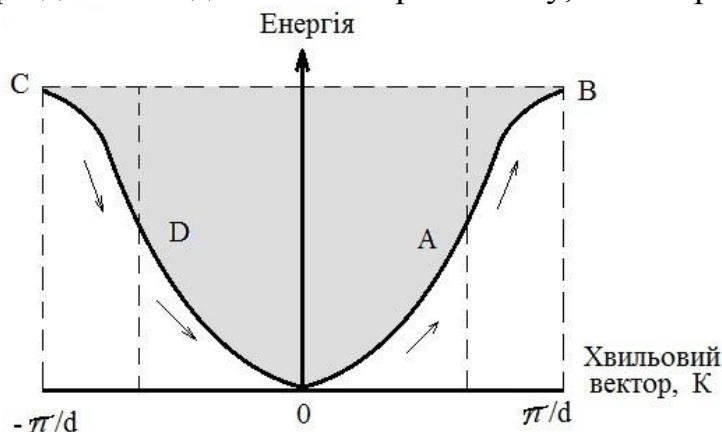


Рисунок 3.8 – Енергетична зона у κ -просторі і рух електрона у ній при дії електричного поля

Період таких коливань у k -просторі T_B визначається часом, який потрібен для проходження зони Бріллюена ($k = 2\pi / d$), при цьому він дорівнює

$$T_B = \frac{2\pi}{\omega_B} = \frac{2\pi\hbar}{qFd}. \quad (3.7)$$

Слід підкреслити, що величини T_B і ω_B залежать лише від періодичності надгратки і напруженості прикладеного електричного поля, проте зовсім не залежать від ширини енергетичної підзони. Для експериментального спостереження блохівських осциляцій необхідно, щоб період T_B був значно менший часу релаксації, який пов'язаний з процесами розсіювання. Раніше блохівські осциляції експериментально не можна було спостерігати в об'ємних кристалах внаслідок того, що характерні значення T_B (10^{-11} с) значно перевищували відповідні значення у надгратках, оскільки величина d звичайно на два порядки перевищує значення сталої ґратки у напівпровідникових кристалах. Ці обмеження приводили до того, що електрони, які розташовані близько до точки 0 на рис. 3.8, звичайно не могли отримати достатньо енергії для досягнення точки В на границі зони Бріллюена ($k = \pi / d$), оскільки хвильовий вектор, який визначається рівнянням (3.5), не міг зростати до необхідного значення внаслідок процесів розсіювання, які відкидають електрони назад до точки 0. З другого боку, величину T_B не можна зменшити за рахунок збільшення напруженості прикладеного поля F , оскільки при такому збільшенні виникає зенерівське тунелювання, при якому електрони з похилої підзони, як показано на рис. 3.9, б, можуть тунелювати через заборонену зону у сусідню підзону, що приводить до того, що блохівські осциляції взагалі не виникають. Отже, для реєстрації блохівських осциляцій необхідно мати дуже вузькі підзони і, навпаки, широкі міні-шпарки.

На рис. 3.9, а подано енергетичну структуру двох підзон у надгратці. При постійному електричному полі F , яке направлено по осі z , зони нахилиються під кутом $-qF$, внаслідок чого вираз для потенціальної енергії приймає вигляд

$$E(z) = E_0 - qFz, \quad (3.8)$$

де E_0 – енергія вихідного стану.

Внаслідок нахилу зон (рис. 3.9, б) електрон з повною енергією E_T може коливатися у просторі між положеннями з координатами z_1 і z_2 . При зростанні величини F нахил зон зростає, внаслідок чого електрон локалізується у меншому об'ємі. При дуже високих напруженостях електричного поля електрон може бути локалізований у межах однієї квантової ями. Така си-

туація можлива, коли різниця енергетичних рівнів ΔE у двох сусідніх ямах перевищувала ширину підзон Δ , тобто повинна виконуватись умова $\Delta E = qFd > \Delta$. При цьому квантові ями не пов'язані між собою (рис. 3.10, а). Отже, при значеннях електричного поля більше Δ / qd електрони локалізуються у квантових ямах, у яких власні енергетичні стани суттєво відрізняються, внаслідок чого поняття підзон стає неприпустимим. Замість цього у системах виникають нові структури квантових енергетичних станів, які отримали назву штарківські «драбини». Така штарківська локалізація у надгратках типу AlGaAs/GaAs знайшла широке застосування в різних електрооптичних приладах.

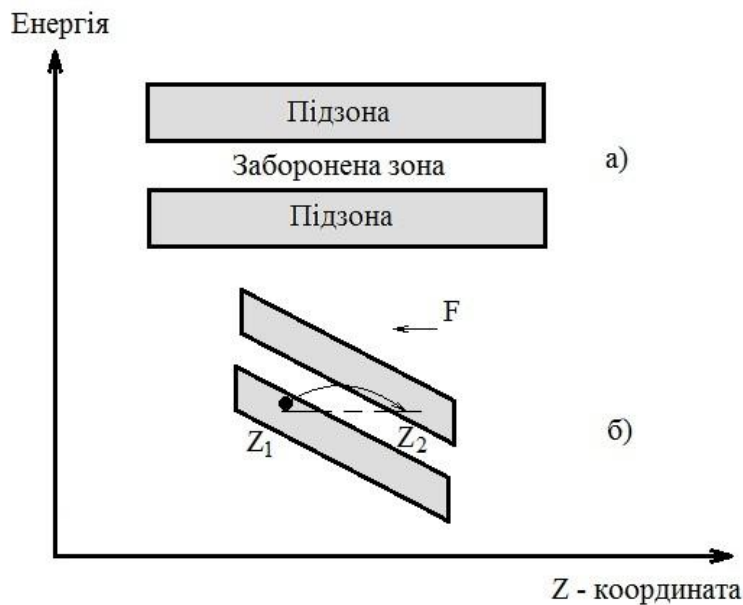


Рисунок 3.9 – Підзони у надградці (а); нахил підзон у надградці при дії прикладеного електричного поля (б)

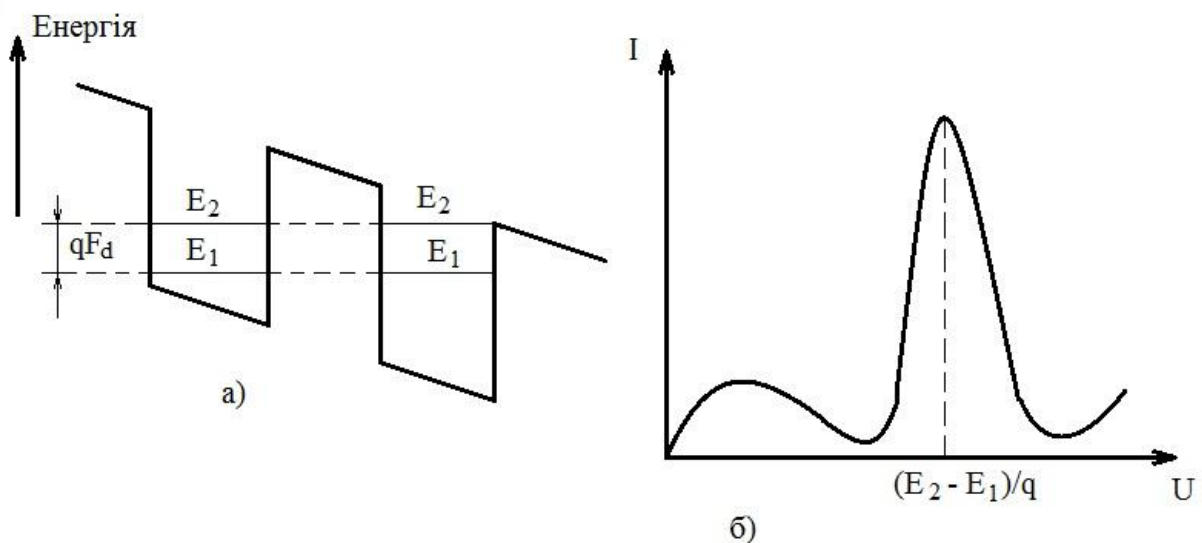


Рисунок 3.10 – Підзони надградки руйнуються під дією сильного електричного поля, а на їх місці з'являється система множинних квантових ям з різницею енергій qFd (а); вольт-амперна характеристика надградки (б)

Подібно до діодів з резонансним тунелюванням, надгратки також мають ділянки з від'ємним диференціальним опором на вольт-амперних характеристиках. Такі ділянки виникають у в наноструктурах при накладанні настільки сильних полів, що енергія сусідніх квантових ям починає відрізнятися на величину, яка порівнюється з добутком qFd . Резонансне тунелювання відбувається при умові

$$E_2 - E_1 = qFd, \quad (3.9)$$

де E_1 і E_2 є енергії рівнів при прикладеному електричному полі F , які не обов'язково повинні збігатися з їх значеннями при відсутності поля. Як видно з рис. 3.10, б, область появи ефекту від'ємного диференціального опору виникає на вольт-амперній характеристиці відразу після резонансного піку, що дозволяє використовувати такі структури як високочастотні генератори, перемикачі, резонансні підсилювачі.

3.4 Квантовий рух електронів у наноструктурах

Для спостереження квантових ефектів у напівпровідникових наноструктурах повинно виконуватись ряд умов. З найбільш загальних умов є те, що при заданій температурі квантове перенесення сильніше проявляється в тих наноструктурах, ефективна маса електронів в яких менша, що відповідає більш високій рухливості. Окрім того, зменшення ефективної маси сприяє підвищенню енергетичних рівнів електронів у квантовій ямі. Можна стверджувати, що чим менша ефективна маса, тим при більшій температурі може спостерігатися квантове перенесення. Рух електронів у наноструктурах відбувається у балістичному режимі, оскільки їх розміри значно менші, ніж середній пробіг електронів, який у гетероструктурах AlGaAs/GaAs при низьких температурах складає декілька мікрон. При балістичному перенесення відсутні процеси розсіювання носіїв, а також електрони зберігають фазову когерентність, що приводить до появи інтерференційних ефектів у наноструктурах. Іншими цікавими ефектами, які виникають при квантовому перенесенні у наноструктурах, є квантування провідності в одиницях $2q^2/h$, а також явище кулонівської блокади, яке спостерігається в дуже малих наноструктурах типу квантових точок.

Для простого опису ефектів квантової провідності зручно розглянути одновимірну напівпровідникову наноструктуру, типу квантового проводу. Якщо такий провід є коротким, тобто його довжина менша за вільний пробіг електрона, то рух буде відбуватися без розсіювання, і перенесення буде мати балістичний характер. Будемо вважати, що квантовий провід має ідеальні контакти, на яких повністю відсутні процеси розсіювання. Нехай такий провід з'єднаний з двома резервуарами, які характеризуються рівнями

Фермі E_{F1} і E_{F2} , між якими прикладена напруга V , як показано на рис. 3.11.

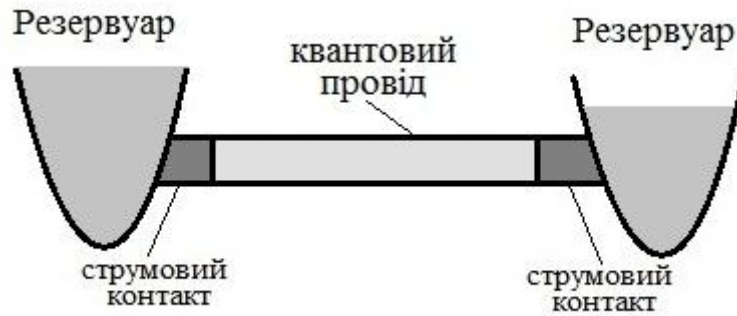


Рисунок 3.11 – Схематичне подання одновимірної наноструктури для виведення формули Ландауера

Напруга V забезпечує протікання струму через квантовий провід. Внаслідок цього між резервуарами виникає різниця потенціалів qV , яка дорівнює $(E_{F1} - E_{F2})$. Величина струму, який протікає через провід, буде дорівнювати добутку концентрації електронів, що визначається за функцією щільності станів $n_{1D}(E)$ в інтервалі енергій qV , на швидкість електронів $v(E)$ і одиничний заряд [1]

$$I = qn_{1D}(E)v(E)qV. \quad (3.10)$$

При підстановці у рівняння (3.10) виразу (2.21), отримаємо вираз для струму [1]

$$I = \frac{2q^2}{h}V, \quad (3.11)$$

який не залежить від швидкості носіїв. Провідність при цьому дорівнює

$$G = \frac{2q^2}{h}. \quad (3.12)$$

Слід підкреслити, що на відміну від класичної провідності, яка обернено пропорційна довжині провідника, провідність квантового проводу взагалі не залежить від його довжини. Співвідношення

$$G_0 = \frac{q^2}{h}, \quad (3.13)$$

отримало назву квантової одиниці провідності, а відповідне зворотне співвідношення

$$R_0 = \frac{h}{q^2} = 25,812807 \text{ k}\Omega \quad (3.14)$$

отримало назву квантового опору і може бути виміряне експериментально. Оскільки відношення $2q^2 / h$ використовується у теорії дуже часто, то його іноді називають також фундаментальною провідністю.

Формули для квантової провідності і опору були отримані на основі одновимірної наномоделі, проте сам факт квантування класичних фізичних параметрів має фундаментальне значення. При розгляді більш складних систем можливо узагальнити отримані результати на наноструктури з більшим числом з'єднань, а не двох, як розглянуто для одновимірної системи. При цьому необхідно врахувати вплив енергетичних підзон у розглянутих низькорозмірних напівпровідниках. Якщо концентрація електронів або їх енергія досить великі, то у перенесенні можуть брати участь електрони підзон, які лежать вище першого рівня квантування.

Для квантових проводів такі підзони, які отримали назву каналів за термінологією квантового перенесення, виникають з поперекових станів. Якщо існує декілька каналів, то можна уявити, що електрони можуть інжектуватися з контактів у будь який канал (або моду) m , поступати у структуру, а потім, після взаємодії з центром розсіювання, виникати у другому каналі n . Такі електрони будуть вносити свій внесок у повну провідність системи, яка дорівнює добутку кванта провідності $2q^2 / h$ на квантово-механічну імовірність переходу $[t_{nm}]^2$, яка відповідає відповідній інжекції електронів у канал m і їх переходу у другий канал n , що дорівнює імовірності пропускання t_{nm} хвильових функцій електрона. Повна провідність у цьому випадку може бути отримана підсумовуванням процесів по всіх каналах, тобто [1]

$$G = \frac{2q^2}{h} \sum_{nm}^N |t_{nm}|^2, \quad (3.15)$$

де N – повне число каналів, які беруть участь в процесах провідності. Рівняння (3.15) отримало назву формули Ландауера, воно є узагальненням рівняння (3.12) для наносистеми з двома контактами і більшим числом каналів.

Прикладом є структура (рис. 3.12), в якій рух електронів у двовимірній гетероструктурі керується розщепленим затвором. Використання електрода з такою спеціальною формою дозволяє при прикладенні напруги обмежити рух електронів у площині двовимірної системи і примусити їх рухатися в дуже малій квазіодновимірній області. Такі структури отримали на-

зву квантових точкових контактів або електронним хвилеводом за аналогією з хвилеводами у радіофізиці [1, 2].

На рис. 3.12 подано результати експерименту із виявлення квантової провідності на квантовому точковому контакті, який утворено у квантовій гетероструктурі AlGaAs/GaAs. З графіка видно, що із зростанням прикладеної напруги квантова провідність змінюється стрибками (квантується) з кроком, який дорівнює вищезгадуваній фундаментальній провідності $2q^2/h$. Квантування витікає з рівняння (3.15), у якому коефіцієнти пропускання наближаються до одиниці внаслідок дуже низьких швидкостей процесів розсіювання, що справедливо для квантових точкових контактів. При цьому експериментальне спостереження горизонтальних ділянок вольт-амперної характеристики являє собою складну задачу, оскільки ця ломана лінія «згладжується» у результаті багатьох другорядних процесів: впливу непружного розсіювання, скінченного опору контактів, наявності домішкових атомів, шорсткості поверхні і т. д.

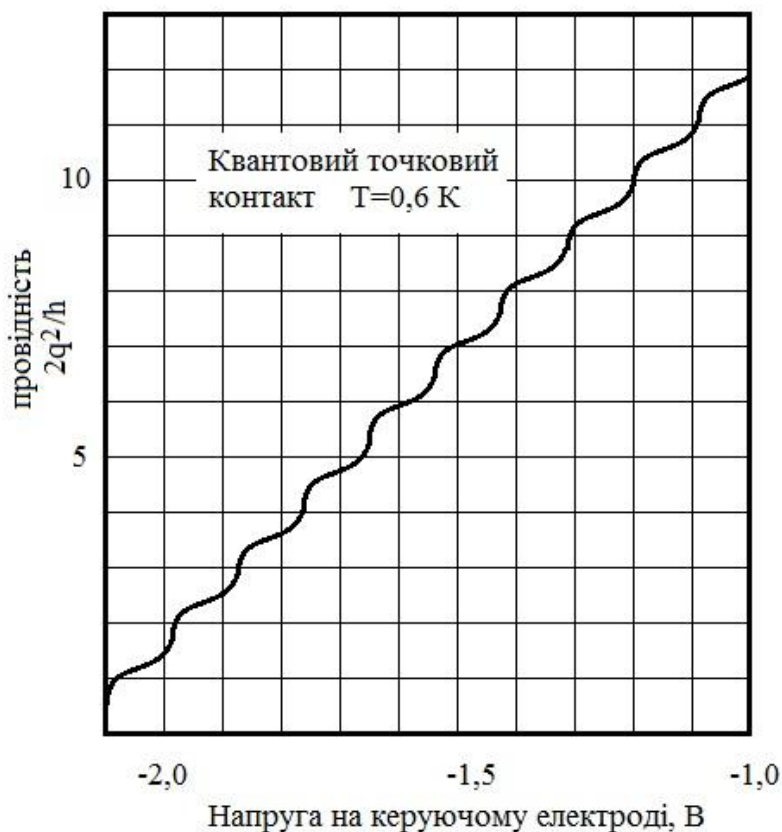


Рисунок 3.12 – Залежність квантової провідності від напруги на керуючому електроді для квантових точкових контактів на основі гетероструктури AlGaAs/GaAs

Внаслідок вказаних факторів похибка визначення експериментально вимірянних значень сходинок на кривій провідності може досягати декількох відсотків, що наведено на рисунку. З другого боку, при дії сильних ма-

гнітних полів точність вимірювання висоти сходинок на кривій провідності підвищується на декілька порядків і зростає до 10^6 раз.

Рівняння (3.15), яке описує квантове перенесення у наноструктурі з двома контактами, можна узагальнити на випадок з більшим числом контактів. Розглянемо, наприклад, структуру, яка подана на рис. 3.13. Вона має два струмові контакти, які з'єднані з відповідними резервуарами і декількома потенціальними контактами. Резервуари в даному випадку виступають як нескінченні джерела і стоки для електронів. Температура резервуарів залишається постійною навіть тоді, коли вони постачають електрони у наноструктуру або поглинають їх. Розрахуємо залежність струму у кожному підвідному провіднику i , який з'єднаний з резервуаром μ_i , при цьому вважаємо, що кожному з контактів відповідає лише один канал.

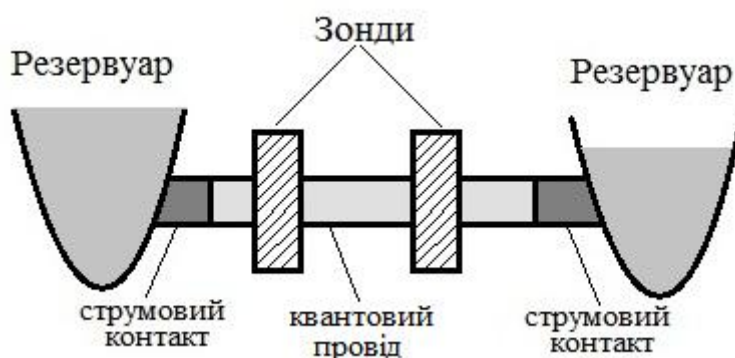


Рисунок 3.13 – Схематичне зображення наноструктури, яка використовується в експериментальних дослідженнях квантового ефекту Холла

Аналогічно можна побудувати матрицю розсіювання або проходження з коефіцієнтів пропускання T_{ij} , які відносяться до усіх комбінацій індексів i і j . Оскільки електрони, які попадають у структуру від кожного контакту, можуть відбиватися, то потрібно ввести коефіцієнти відбиття R . Окрім цього, для визначення величини струму I у контакті i потрібно врахувати такі фактори: 1) величину струму, який інжектують через контакт 1 з резервуара μ_i , що дорівнює добутку $((2q/h)\mu)$; 2) часткове відбиття струму назад у контакт, що описується коефіцієнтом відбиття R_i ; 3) всі струми, які поступають у контакт i від других контактів. Сума таких внесків, з врахуванням знаку, дозволяє записати для струму I у контакті i такий вираз [1]

$$I_i = \frac{2q^2}{h} \left[(1 - R_i)V_i - \sum T_{ij}V_j \right], \quad (3.16)$$

де V_i визначає напругу, яка відповідає μ_i , тобто $\mu_i = qV_i$. Слід вказати, що використане вище позначення V визначається відносно загальної напруги

$V_o = \mu_o / q$, де μ_o відповідає нижчому рівню Фермі у резервуарах, нижче якого всі енергетичні стани заповнені і тому не можуть брати участі в процесах перенесення носіїв заряду. При температурах, близьких до нуля градусів Кельвіна, величина μ_o повинна збігатися з мінімальним значенням рівнів Фермі для усіх значень μ_i .

Рівняння (3.16) отримано для контактів з одним каналом. Багатозондове узагальнення припускає, що у кожному контакті i існує N каналів розповсюдження, внаслідок чого необхідно ввести узагальнені коефіцієнти пропускання $T_{ij\alpha\beta}$, які відповідають імовірності носія у контакті j і каналі β перейти в контакт i каналу α . Аналогічно повинні бути введені і узагальнені коефіцієнти відбиття $R_{ij\alpha\beta}$, які відповідають імовірності відбиття носія заряду з каналу β у канал α для контакту i . При врахуванні повних внесків у струм через контакт i рівняння для струму буде мати вигляд [1]

$$I_i = \frac{2q^2}{h} \left[(N_i - R_i)V_i - \sum T_{ij}V_j \right], \quad (3.17)$$

де V – напруга на резервуарі i , T_{ij} ; R_i – коефіцієнти пропускання і відбиття, які визначаються рівняннями

$$T_{ij} = \sum_{\alpha\beta} T_{ij\alpha\beta} \quad \text{і} \quad R_i = \sum R. \quad (3.18)$$

Рівняння (3.17) отримало назву формули Ландауера-Бюттикера квантового перенесення у багатозондових системах для контактів з великим числом каналів. Слід підкреслити, що в цьому рівнянні знову, як і у виразах для квантової провідності, з'являється характерна складова фундаментальної провідності $2q^2 / h$.

Рівняння (3.17) можна спростити за умови збереження струму у структурі. Повний струм, який протікає через структуру від контакту i , дорівнює різниці значень $(2q^2 / h)N_iV_i$ і $(2q^2 / h)R_iV_i$, повинен збігатися із сумою всіх складових струму, які виникають від I_i і які витікають із структури по других контактах, тобто повинні дорівнювати $(2q^2 / h)\sum_{i \neq j} T_{ij}V_j$. Виходячи з цього можна записати співвідношення [1]

$$N_i - R_i = \sum_{i \neq j} T_{ij}, \quad (3.19)$$

з врахуванням якого рівняння (3.17) приймає вигляд [1]

$$I_i = \frac{2q^2}{h} \sum_{i \neq j} T_0 (V_i - V_j), \quad (3.20)$$

яке є іншим записом формули Ландауера-Бюттикера.

3.5 Кулонівська блокада

У 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 відбуватися, коли прийдеться оперувати струмами, які створюються лише одним електроном. Будемо розглядати напівпровідник, який має нанорозміри в усіх трьох розмірах, типу квантової точки. В таких надмалих системах або точках наявність або відсутність лише одного заряду може привести до помітних змін у характеристиках процесу електричного перенесення. Суть цього ефекту, який отримав назву кулонівської блокади, лежить у наступному. Уявімо собі напівпровідникову квантову структуру, яка пов'язана з двома резервуарами електронів через потенціальні бар'єри або тунельні переходи, як показано на рис. 3.14, а. Бар'єри повинні бути досить тонкими, щоб електрони могли поступати у резервуари (або покидати їх) за допомогою тунелювання. На рис. 3.14, б подано енергетичну діаграму такої квантової точки, у якій число електронів N змінюється поштучно. Звичайно у такій системі може бути створена різниця потенціалів за рахунок підключення зовнішнього джерела напруги.

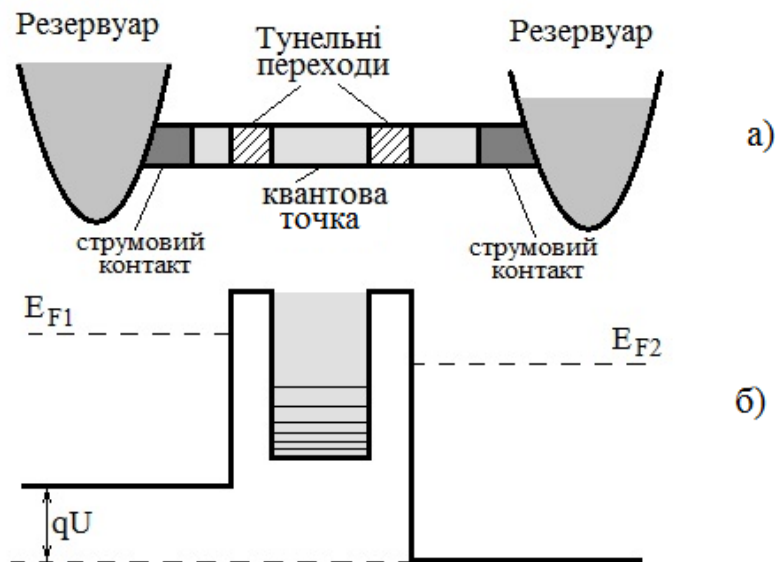


Рисунок 3.14 – Схематичне зображення квантової системи для виявлення ефектів кулонівської блокади (а); енергетичні рівні у квантовій точці при зовнішній прикладеній напрузі (б)

Припустимо, що необхідно збільшити 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 qV від зовнішнього джерела. Позначимо вихідний заряд квантової точки через Q , а її ємність через C .

Потенціальна енергія при цьому складає $Q^2 / 2C$ і, отже, електрону для попадання у точку необхідно надати потенціальну енергію принаймні $q^2 / 2C$. Необхідна напруга складає $q / 2C$. Оскільки електрон може або входити у точку, або виходити з неї, залишаючи при цьому дірку, тунелювання неможливе, якщо

$$|V| < \frac{q}{2C} . \quad (3.21)$$

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. 3.15. Завдяки цьому ефект, який описується, отримав назву кулонівської блокади [1-4].

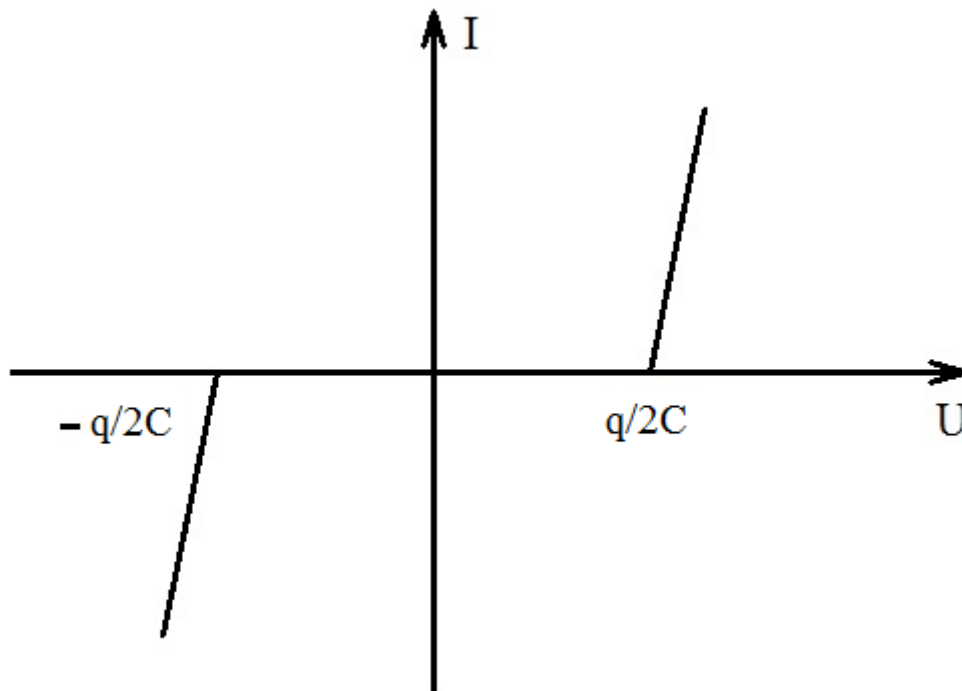


Рисунок 3.15 – Вольт-амперна характеристика квантової точки

При подальшому введенні у точку нових електронів виникає ситуація, яка показана на рис. 3.16, коли величина струму буде змінюватися стрибком при значеннях прикладеної напруги [1]

$$V = \left(\frac{1}{2C}\right)(2n+1)q, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.22)$$

На рис. 3.16 дані подано у нормованих координатах для виділення ефектів квантування струму і напруги у наноструктурі. Слід підкреслити, що з отриманих рівнянь витікає умова: в міру зменшення розмірів квантової точки, що відповідає зменшенню C , зростає величина енергії, яка потрібна для зміни числа електронів у квантовій ямі. Ця обставина полегшує експериментальне спостереження кулонівської блокади, оскільки зростають також величини напруги і електричної енергії для введення електронів у точку.

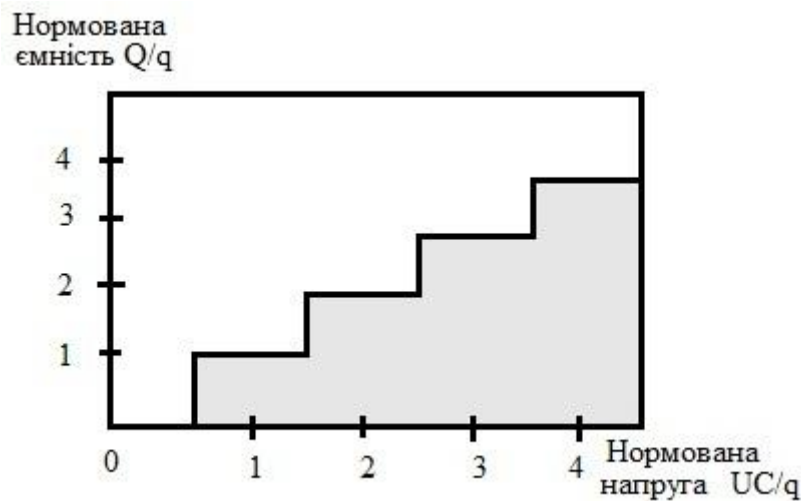


Рисунок 3.16 – Залежність ємності квантової точки від напруги у нормованих координатах

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 [1]

$$C \ll \frac{q^2}{kT}, \quad (3.23)$$

яке справедливе або при дуже малих значеннях ємності точки (цю величину дуже важко зробити менше 10^{-6} Ф), або при дуже низьких температурах, менших за 1 К . Окрім того, для спостереження ефектів, які пов'язані з поведінкою окремих електронів, необхідно, щоб їх число у квантовій ямі не флуктувало 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 приводити до зміни поте-

нціальної енергії порядку q^2 / C , внаслідок чого на основі принципу невідзначеності виконується співвідношення

$$\Delta E \Delta t = \frac{q^2}{C} R_T C > h, \quad (3.24)$$

з якого витікає умова

$$R_T \gg \frac{h}{q^2} = 25,8 \text{ k}\Omega \quad (3.25)$$

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

В експериментах з перенесенням окремого електрона звичайно вимірюють струм, який пропорційний провідності G , тому має сенс умову (3.25) переписати з використанням провідності G , отже

$$G \ll \frac{q^2}{h}. \quad (3.26)$$

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

Контрольні питання

1. Як відбувається повздовжній рух електронів у двовимірних квантових структурах?
2. Чим відрізняються процеси розсіювання носіїв заряду на оптичних фонах в низькорозмірних структурах від тривимірних напівпровідників?
3. Як відбуваються процеси розсіювання в системах із зниженою розмірністю на іонізованих або на нейтральних домішкових атомах?
4. Чому зростає відносний внесок розсіювання на границях поділу оксид–напівпровідник із зменшенням ширини квантових ям?
5. Внаслідок чого із збільшенням концентрації електронів у квантовій ямі збільшується ефективність процесів розсіювання?
6. Які фактори впливають на різке підвищення рухливості носіїв заряду в модульовано–легованих гетероструктурах у порівнянні з МДН-транзисторами?
7. Що розуміють під поняттям «гарячі електрони»?
8. Внаслідок чого виникає від’ємний диференціальний опір у квантових структурах типу AlGaAs-GaAs-AlGaAs?
9. Поясніть, що розуміють під поняттям поперечного руху електронів у квантових гетероструктурах?

10. При яких умовах виникає від'ємний диференціальний опір в структурах AlGaAs-GaAs?
11. Поясніть фізичну природу коефіцієнта пропускання потенціального бар'єра?
12. Які умови повинні виконуватися, щоб стало можливим експериментальне спостереження блохівських осциляцій?
13. Коли виникають штарківські «драбини» в надгратках?
14. При яких умовах відбувається резонансне тунелювання у надгратках, що приводить до появи від'ємного диференціального опору?
15. Чому дорівнює величина квантового опору і як вона визначається для квантового проводу?
16. Поясніть процес квантування провідності у квантовій гетероструктурі AlGaAs-GaAs?
17. Поясніть фізичну природу кулонівської блокади в квантових точках?
18. Які умови потрібно виконати для надійного спостереження ефектів кулонівської блокади у квантових точках?

Література

1. Мартинес–Дуарт Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Дж. М. Мартинес–Дуарт, Р. Дж. Мартин–Палма, Ф. Агулло–Руеда. – М. : Техносфера, 2007. – 368 с.
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 НТМО, 2011. – 83 с.
4. Наноелектроніка. За ред. З. Ю. Готри. – Львів : Ліга-прес, 2009. – 342 с.

4 РУХ ЕЛЕКТРОНІВ У МАГНІТНИХ ПОЛЯХ. КВАНТОВИЙ ЕФЕКТ ХОЛЛА

Дослідження руху електронів у двовимірних електронних системах у магнітних полях привело до відкриття квантового ефекту Холла. Це відкриття одне з важливих досягнень сучасної фізики твердого тіла, що підкреслює присудження Нобелівських премій Клітцингу (1985 р.) за відкриття цілочислового ефекту Холла і Тцуї, Штермеру і Лафліну (1999 р.) за відкриття дробового ефекту Холла. Суть цілочислового ефекту Холла полягає в тому, що у двовимірних електронних системах напруга Холла квантується у вигляді набору площинних ділянок, а це у свою чергу приводить до квантування опору і провідності. Дробовий ефект Холла пояснюється на основі так званої багаточисленної взаємодії електронів при дуже низьких температурах під дією магнітного поля.

4.1 Вплив магнітного поля на об'ємні кристали

Розглянемо вплив магнітного поля на електрони провідності у твердих тілах. З фізики твердого тіла відомо, що при дуже сильних магнітних полях у кристалах виникає цілий ряд цікавих ефектів, серед яких слід відмітити колапс (схлопування) енергетичних станів електронів у рівні Ландау, осциляції намагніченості M при зміні щільності магнітного потоку (ефект де Гааза-ван Альфена), осциляції електричного опору при зміні магнітного поля (ефект Шубнікова-де Гааза) і т. д. Всі ці явища пов'язані з квантуванням енергії електронів провідності під впливом магнітного поля B , яке направлено уздовж осі z . Квантування енергії описується рівнянням [1-3]

$$E_n = (n+1)\hbar\omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}, \quad (n=0,1,2,\dots) \quad (4.1)$$

де ω_c – циклотронна частота, яка визначається рівнянням

$$\omega_c = \frac{qB}{m_c^*}, \quad (4.2)$$

і, яка відповідає частоті циклотронних орбіт електрона у площині (x, y) .

Квантові числа n у рівнянні (4.1) відповідають різним рівням Ландау. З другого боку, зрозуміло, що магнітне поле уздовж осі z не може змінювати характер руху електронів уздовж цієї осі. Згідно із рівнянням (4.1), рух електронів уздовж осі z є вільним, оскільки магнітне поле не створює сил, які діють на електрони, що рухаються паралельно полю (рис. 4.1). З другого боку, рух електронів у площині (x, y) квантується і може бути описаний у рамках моделі гармонічного осцилятора.

Розглянемо далі вплив магнітного поля на тривимірну щільність станів. З фізики твердого тіла відомо, що під дією магнітного поля B_z тривимірні дозволені стани у k -просторі переходять у набір концентричних трубок, внаслідок чого кожна з трубок або циліндрів, які паралельні B , тому кожна трубка описує виродження станів, яке відповідає числу $g_{\parallel} = qB / \pi h$. Окрім цього, оскільки кожний рівень Ландау пов'язаний з деяким одновимірним рухом вільних електронів уздовж напрямку B , то залежність функції щільності станів n_{2D} від енергії повинна мати вигляд $g(E) \propto 1 / \sqrt{E}$.

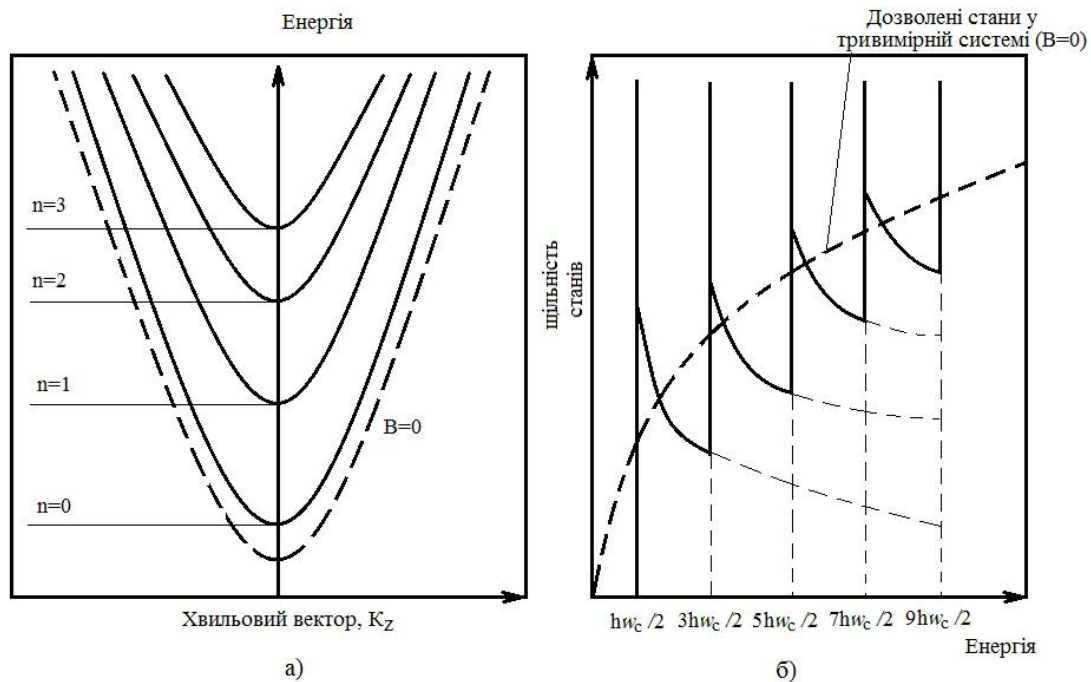


Рисунок 4.1 – Залежність енергетичних зон електронів у тривимірному тілі від хвильового вектора в напрямку координати z для різних рівнів Ландау ($n=1, 2, \dots$) (а); функція щільності станів для рівнів Ландау у порівнянні з аналогічною функцією для вільних електронів при $B=0$ (б)

З цього витікає існування сингулярностей у мінімумах кожної із підзон (рис. 4.1,б), які відповідають кожному із рівнів Ландау. В реальних ситуаціях такі сингулярності розмиваються на кожному з рівнів Ландау ($n=1, 2, 3, \dots$), що пов'язано з процесами електронного розсіювання.

4.2 Рух електронів у наноструктурах при дії магнітного поля

В об'ємних кристалах під дією магнітного поля B енергія електронів квантується тільки у площині, яка перпендикулярна до B , проте у двовимірних електронних системах енергетичний спектр квантується повністю. Це можна довести на основі розв'язку рівняння Шредінгера для електронів у такій системі, коли до неї прикладено магнітне поле, яке направлено уздовж осі z , що перпендикулярна до площини системи. При такому розгля-

ді можна використати подання Ландау, при якому вектор – потенціал A має тільки одну компоненту, наприклад, A_y , тобто, $A_y = Bx$. З квантової механіки відомо, що рівняння Шредінгера у системах з електромагнітним полем може бути отримано при заміні в звичайному виразі канонічного моменту p на різницю $p - qA$, яка отримала назву Пайерлса. Тому з врахуванням цієї підстановки рівняння Шредінгера для хвильової функції $\psi(r) = \psi(x, y)$ двовимірної системи приймає вигляд [1-3]

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2m} \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial y} + qBx \right)^2 \right] \psi(x, y) = E\psi(x, y), \quad (4.3)$$

що після перетворень у квадратних дужках приводить до вигляду

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - \frac{i\hbar qBx}{m} - \frac{(qBx)^2}{2m} \right] \psi(x, y) = E\psi(x, y). \quad (4.4)$$

Розв'язок рівняння (4.4) шукається у вигляді

$$\psi(x, y) = \varphi(x) e^{iky}, \quad (4.5)$$

де плоска хвиля відповідає координаті y , тобто руху вільних електронів. При підстановці виразу (4.5) у рівняння (4.4) отримуємо рівняння для функціональної залежності від x у вигляді [1-3]

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m\omega_c^2 (x - x_0)^2 \right] \varphi(x) = E_n \varphi(x), \quad (4.6)$$

де частота ω_c визначається рівнянням (4.2), а величина x_0 дорівнює

$$x_0 = \frac{\hbar k}{qB}. \quad (4.7)$$

Вираз (4.6) є рівнянням Шредінгера для одновимірного гармонічного осцилятора, оскільки доданок x_0 до x означає зміщення центра параболічного потенціалу на величину x_0 , тому параметр x_0 називають центром координат. Отже, ми отримали важливий результат, який показує, що власні стани двовимірної системи у магнітному полі визначаються рівнянням [1]

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c, n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (4.8)$$

Отримані значення енергії залежать від квантового числа n і величини магнітного поля B .

4.3 Щільність станів у двовимірних квантових системах при дії магнітного поля

У попередньому розділі було показано, що у сильних магнітних полях, які направлені перпендикулярно до площини квазідвовимірної електронної системи, електрони рухаються по циклотронних орбіталях з частотою ω_c , що визначається рівнянням (4.2). При цьому їх енергія квантується за правилами одновимірного гармонічного квантового осцилятора. З цього витікає, що функція щільності станів двовимірного електронного газу, яка визначена при $B = 0$, після прикладення магнітного поля B для кожного з рівнів Ландау перетворюється у δ -функцію. На рис. 4.2 показано, що функція n_{2D} для кожного з рівнів Ландау перетворюється у δ -функцію після прикладення магнітного поля, яке направлено перпендикулярно до площини двовимірної системи. З рис. 4.2 видно, що нижчий з рівнів Ландау відповідає енергії $\hbar \omega_c / 2$, який лежить вище дна параболічної підзони. Внаслідок розсіювання електронів на домішках відбувається природне розширення ліній, що розмивають δ -функції, як показано на рисунку.

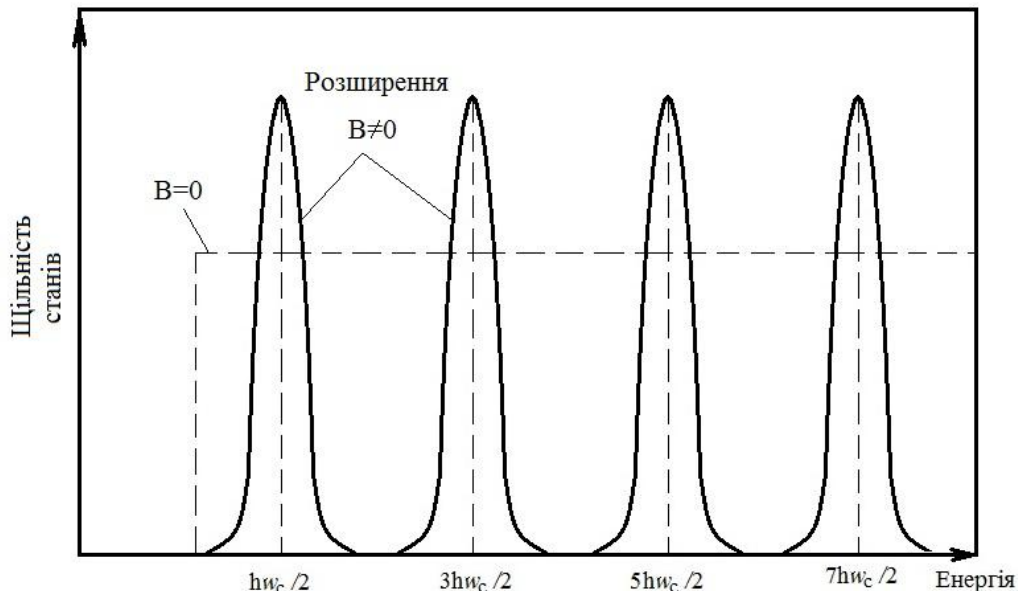


Рисунок 4.2 – Залежність функції щільності станів двовимірного електронного газу від енергії у магнітному полі, для порівняння подано аналогічну залежність для двовимірної системи при $B = 0$

Такі ефекти, що викликані розсіюванням на домішках або взаємодією з коливаннями ґратки, оцінюються введенням характеристичної ширини розкиду за енергіями Γ . Зрозуміло, що рівні Ландау можна надійно визначати при умові $\hbar\omega_C > \Gamma$, це еквівалентно тому, щоб характерний час розсіювання τ був досить великим або рухливість електронів системи була значною.

Оскільки після накладення поля B усі рівні Ландау у інтервалі енергій $\hbar\omega_C$ перетворюються в один загальний рівень Ландау, виродження D рівнів Ландау описується [1]

$$D = \frac{m_c^*}{2\pi\hbar^2} \hbar\omega_C = \frac{qB}{2\pi\hbar^2}, \quad (4.9)$$

де використана формула (2.7) з розділу 2 для функції щільності станів n_{2D} без врахування виродження за спіном. Відмітимо, що у формулі (4.9) виродження рівнів Ландау лінійно зростає з величиною прикладеного магнітного поля, що має особливе значення для пояснення квантового ефекту Холла.

4.4 Ефект Аронова-Бома

У твердих тілах магнітні поля можуть приводити до різних інтерференційних ефектів між хвильовими функціями електронів. Очевидно, що для спостереження таких інтерференційних ефектів фаза електронних хвиль повинна зберігатись. Вважаємо, що довжина фазової когерентності $L\phi$ визначається як середня відстань, яку проходять електрони без зміни фази хвилі. Звичайно фаза хвильової функції змінюється при непружних зіткненнях з дефектами ґратки, внаслідок чого електрони, які рухаються у балістичному режимі, повинні більшою мірою проявляти інтерференційні ефекти [4, 5]. Вони проходять через ґратку практично без зіткнень, завдяки тому, що довжина їх середнього пробігу l за визначенням значно більша розмірів зразка L .

У 1959 р. Аронов і Бом припустили, що хвильова функція електрона має фазовий множник, величиною якого можна керувати за допомогою магнітного поля. Цей ефект дійсно було виявлено у структурі, яка подана на рис. 4.3, а [1]. Вона складається з металевого кільця діаметром 800 нм, який виготовлено з проволу, діаметром 50 нм. Амплітуда хвильових функцій електронів, які попадають у таку структуру через канал P , розподіляється на дві рівні частини, кожна з яких проходить по різних гілках кільцевої структури, внаслідок чого на виході Q ці амплітуди можуть інтерферувати.

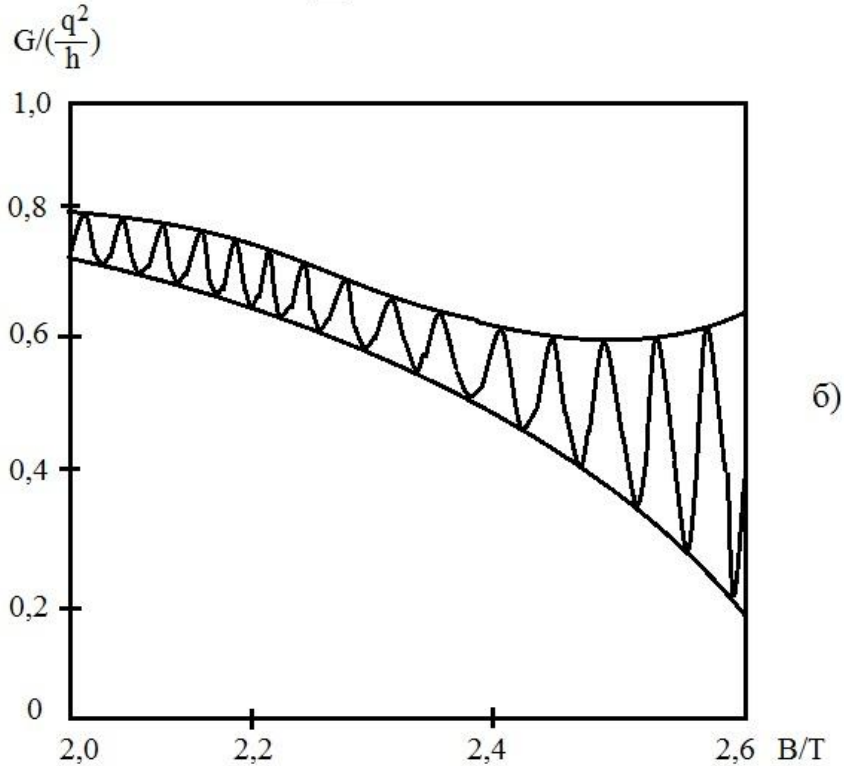
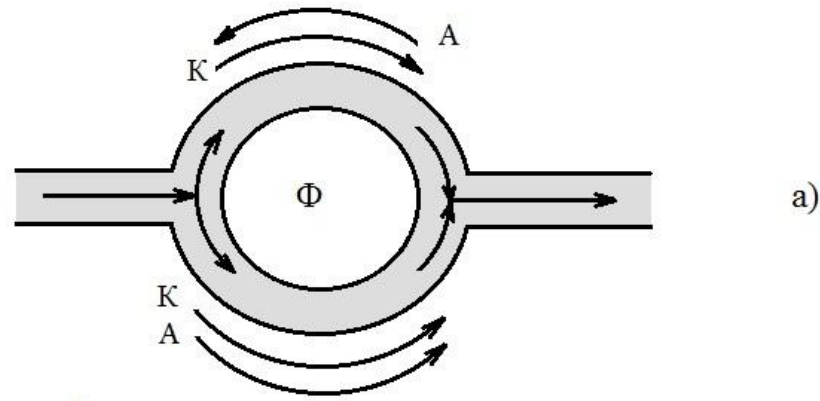


Рисунок 4.3 – Схема наносистеми для вимірювання інтерференційних явищ за ефектом Аронова-Бома (а); коливання провідності в залежності від напруженості магнітного поля (б) [1]

Припустимо далі, що утворений соленоїдом магнітний потік Φ проходить всередині кільця, тоді ми отримуємо симетричну структуру, яка зручна для математичного опису і розрахунків.

Імпульс електрона $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ у магнітному полі B слід замінити величиною $p + qA$, де \vec{A} – вектор-потенціал поля $\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$. З квантової механіки відомо, що зміна фази хвилі електрона при його русі від P до Q на рис. 4.3, а визначається формулою [1]

$$\mathcal{G}(\vec{r}) = \frac{q}{h} \int_P^Q \vec{A} ds \quad , \quad (4.10)$$

де інтегрування здійснюється уздовж лінії, яка з'єднує точки P і Q . Тому різниця фаз, яка виникає при русі електронів по верхній або нижній траєкторіях на рис. 4.3, а, дорівнює [1]

$$\Delta\mathcal{G} = \mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2 = \left[\int_* A ds - \int_* A ds \right] = \frac{q}{h} \int_* A ds, \quad (4.11)$$

оскільки електронні хвилі розповсюджуються по цих траєкторіях у протилежних напрямках відносно поля A . На основі теореми Стокса вираз (4.11) можна записати у вигляді

$$\Delta\mathcal{G} = \frac{q}{h} \Phi, \quad (4.12)$$

де

$$\Phi = \int_* \vec{A} d\vec{S} = \oint B dS. \quad (4.13)$$

При використанні величини Φ_0 , яка дорівнює

$$\Phi_0 = \frac{h}{q}, \quad (4.14)$$

як квант магнітного потоку, з рівняння (4.12) можна отримати для різниці фаз такий вираз [1]

$$\Delta\mathcal{G} = \mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2 = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}. \quad (4.15)$$

Інтенсивність інтерференції таких хвиль $\psi \propto \exp(j\mathcal{G})$ пропорційна амплітуді імовірності, яка визначається рівнянням [1]

$$P = (\psi_1 + \psi_2)^2 \propto \cos(\mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2) = \cos 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}, \quad (4.16)$$

що і дозволяє отримати і реєструвати інтерференційні ефекти за рахунок зміни величини потоку Φ .

Із наведеного вище витікає, що у такій системі можна спостерігати повне коливання у тих випадках, коли зміна магнітного потоку Φ всередині структури збігається з одним квантом магнітного потоку Φ_0 . Оскільки переріз потоку залишається фіксованим, то з виразу (4.13) витікає, що зміна

\vec{B} буде приводити до коливань фізичних величин, які вимірюються, наприклад, провідності, що подано на рис. 4.3, б.

Другий цікавий ефект Аронова-Бома пов'язаний з тим, що зміна фази може бути викликана зміною величини поля B також у тих випадках, коли електронні хвилі не піддаються безпосередньому впливу поля. Справа у тому, що на відміну від магнітного поля, вектор – потенціал A існує також поза кільцем (рис. 4.3, а) і може брати участь у процесах зміни фази відповідно до рівняння (4.11). Другою важливою обставиною ефекту Аронова – Бома є те, що цей ефект часто спостерігається також у зразках мікрометрового розміру.

4.5 Ефект Шубнікова-де Гааза

У попередньому розділі було розглянуто вплив магнітного поля на зміну енергії і виродження рівнів Ландау, що суттєво змінює характеристики процесів перенесення електронів у матеріалах взагалі і у двовимірних системах зокрема. В цьому розділі продовжимо вивчення впливу магнітного поля на електронні та транспортні характеристики двовимірних систем. У більшості випадків експериментальні дослідження проводяться при умові постійної концентрації двовимірних електронів n_{2D} при зміні напруженості магнітного поля. Із зростанням напруженості магнітного поля підвищується енергія рівнів Ландау, оскільки зростає відстань $\hbar\omega_c$ між ними. Однотимчасно зростає ступінь виродження рівнів D , яка визначається рівнянням (4.9). При цьому вводиться поняття коефіцієнта заповнення ν рівня, яке визначається формулою [1]

$$\nu = \frac{n_{2D}}{D} = \frac{2\pi\hbar n_{2D}}{qB}, \quad (4.17)$$

тобто відношення щільності електронів до ступеня виродження кожного з рівнів. Звичайно коефіцієнт ν є дробовим, проте при $T = 0K$ він набуває максимальне ціле число, менше ν , яке дорівнює кількості N повністю заповнених рівнів Ландау. Очевидно, що у загальному випадку верхній рівень Ландау заповнений частково, проте, якщо коефіцієнт заповнення дорівнює цілому числу, то усі рівні Ландау заповнені повністю. Тому значення магнітного поля B_N , при якому забезпечується повне заповнення рівнів Ландау ($\nu = N$), можна визначити з рівняння (4.17) у вигляді співвідношення [1]

$$B_N = \frac{1}{N} \frac{2\pi\hbar n_{2D}}{q}, \quad N = 1, 2, \dots \quad (4.18)$$

Розглянемо залежність рівня Фермі E_F від V при $T = 0$. Можна відмітити, що при цілочислових коефіцієнтах заповнення ($\nu = N$) енергія рівня Фермі E_F повинна попадати у заборонену зону між рівнями Ландау (рис. 4.2) в області, де $n_{2D} \sim 0$, а напруженість поля B_N при цьому визначається рівнянням (4.18). Оскільки умова $n_{2D} \sim 0$ виконується в досить великому інтервалі, то невеликі зміни енергії не впливають на величину n_{2D} . В таких системах електрична провідність зразка повинна бути дуже малою, оскільки у них взагалі відсутні носії заряду в околі рівня Фермі. У протилежність цьому, якщо ν відрізняється від цілого числа на плюс або мінус $\frac{1}{2}$, то значення n_{2D} досягають максимумів (рис. 4.2), при цьому значення E_F повинні збігатися з піками, і дуже невеликі зміни у енергії повинні приводити до досить суттєвих змін n_{2D} і електропровідності зразка у цілому. На рис. 4.4 подано осцилюючу залежність різниці потенціалів U_{pp} між двома зондами, які розташовані уздовж зразка, від напруги на затворі. Очевидно, що це спад напруги пропорційний опору ρ_{xx} уздовж зразка. Така геометрія зразка дозволила виміряти опір ρ_{xy} у поперечному напрямку, який пропорційний напрузі Холла U_H . Дані, які подано на рис. 4.4, відносяться до вимірювань у магнітному полі $B = 18 \text{ Тл}$, яке направлене поперек двовимірної структури при температурі $T = 1,5 \text{ К}$.

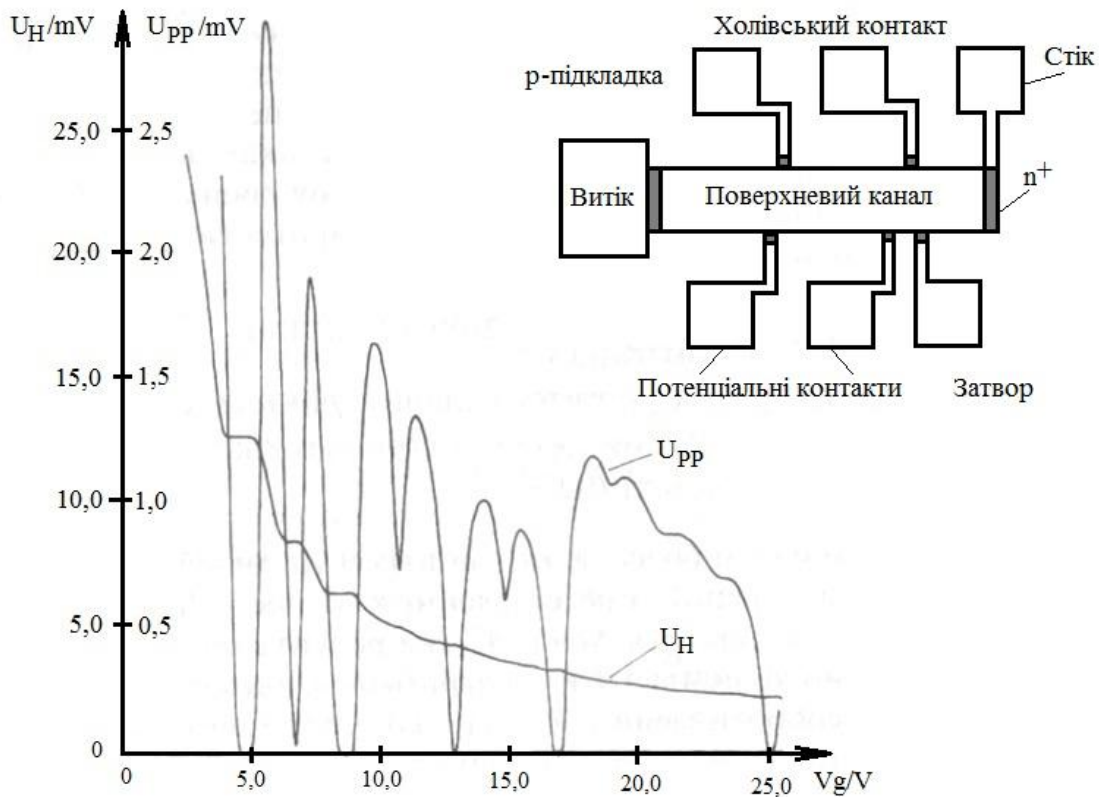


Рисунок 4.4 – Залежність напруги Холла від напруги на затворі для двовимірної системи в каналі польового МДН-транзистора [1]

Цей рисунок відноситься до експериментів, які провів Клітцинг у 1980 р., що привели до відкриття квантового ефекту Холла. Розглянемо більш детально поведінку залежностей V_{pp} або ρ_{xx} на рис. 4.4. Зрозуміло, що коливання напруги є наслідком ефекту Шубнікова-де Гааза, який виникає внаслідок утворення рівнів Ландау для двовимірних систем електронів, на які діє магнітне поле. Очевидно, що існують і коливання провідності, які пов'язані з коливаннями поздовжнього опору. В цих експериментах коефіцієнт заповнення рівнів Ландау змінюється при позитивній напрузі на затворі, яка керує концентрацією електронів на поверхні поділу Si-SiO₂. Слід відмітити, що осциляції Шубнікова-де Гааза у двовимірних системах залежать лише від компоненти B , яка перпендикулярна до поверхні поділу. Раніше такі коливання були зареєстровані і в об'ємних провідниках, проте вони були дуже слабкими і залежали одночасно від обох компонент B , які розташовані у площині, і перпендикулярні до неї.

4.6 Квантовий ефект Холла

Одним з неочікуваних результатів вимірювань, які подано на рис. 4.4, є квантування напруги Холла V_H . Звичайно, при аналізі цих експериментів говорять про холлівський опір R_H , проте іноді вживають термін питомий опір Холла ρ_{xy} . Нижні індекси у виразах демонструють той факт, що різниця у напругах вимірюється у напрямку y , який перпендикулярний до напрямку електричного струму x , а поздовжній питомий опір ρ_{xx} отримується при вимірюваннях напруги у напрямку уздовж струму.

Квантування значень опору Холла з високою точністю визначається рівнянням [1]

$$R_H = \frac{h}{q^2} \frac{1}{n} = 25812,807 \text{ Ом} \left(\frac{1}{n} \right), \quad n = 1, 2, \dots \quad (4.19)$$

причому точність реєстрації значень R_H пов'язана з тим, що експериментальні криві на рис. 4.4 мають широкі плато і залишаються постійними у широкому діапазоні напруг на затворі, тобто не залежать від концентрації електронів у двовимірних електронних системах, які розглядаються. Слід відмітити, що ці плато на залежності ρ_{xy} виникають точно при значеннях ρ_{xx} , які дорівнюють нулю, як показано на рис. 4.4. Підкреслимо, що опір Холла R_H не можна плутати з коефіцієнтом Холла, для якого використовується така ж термінологія. В наш час R_H звичайно називають сталою фон Клітцинга, яка при $n = 1$ у рівнянні (4.19) позначається як R_K . Значення R_K зараз може бути виміряне з дуже високою точністю до 10^{-9} і вище,

внаслідок чого цю величину стали використовувати як новий стандарт у метрології.

Розглянемо теорію, яка пояснює квантування значень енергії опору Холла R_H у рівнянні (4.19), що базується на уявленнях про положення рівнів Ландау та їх виродження у поєднанні з класичною теорією процесів перенесення для заряджених частинок. Замінімо у виразі для R_H напругу Холла V_H на величину bBv , де b – ширина зразка, v – дрейфова швидкість носіїв заряду, а значення струму I на величину $bn_{2D}qv$. Після такої підстановки вираз для квантованих значень опору приймає вигляд [1]

$$R_H = \frac{V_H}{I} = \frac{B}{qn_{2D}} , \quad (4.20)$$

з якого витікає, що при заданому розподілі і повністю заповненому останньому рівні Ландау і наступному рівні, який є абсолютно пустим, ніякого розсіювання електронів у системі не може бути. При підстановці у рівняння (4.20) виразу (4.18) для магнітного поля B_N при повністю заповнених рівнях, отримуємо для R_H рівняння [1]

$$R_H = \frac{1}{n} \frac{h}{q^2} , \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.21)$$

Обернена до R_H величина

$$(R_H)^{-1} = \frac{q^2}{h} n \quad (4.22)$$

відповідає значенням, які отримані для квантової провідності. Слід зауважити відносно того, що квантовані значення R_H відповідають нульовим значенням поздовжньої провідності, як показано на рис. 4.4. Така відповідність пов'язана з тим, що ефект Шубнікова-де Гааза також пояснювався заповненням рівнів Ландау. Результати, які розглянуті у цьому розділі, ілюструють цілочисловий квантовий ефект Холла. Теорію цього ефекту також розробив Бюттікер [4] у рамках теорії Ландауера-Бюттікера для багатозондового квантового перенесення, який подано у підрозділі 3.4. Запропоновані моделі цілочислового квантового ефекту Холла дозволяють досить точно завбачити квантування значень опору Холла, який характеризується параметром ρ_{xy} , а також нульові значення поздовжнього опору ρ_{xx} , проте вони не пояснюють існування плато Холла, тобто незмінності напруги або опору Холла на деяких досить великих діапазонах зміни магнітного поля. Існування плато Холла скінченних розмірів може бути пояс-

нено у термінах локалізації електронних станів як наслідок деякої неупорядкованості. У розділі 4.4 розглянуто порушення у структурі, які викликають розширення рівнів Ландау. З курсу фізики твердого тіла відомо, що окрім блохівських протяжних станів також існують і локалізовані стани, які виникають у неупорядкованих структурах [2, 3]. Такі стани описуються довжиною локалізації. Згідно з теорією локалізації, при достатній неупорядкованості напівпровідника, усі стани у тривимірній системі можуть стати локалізованими. Часткова неупорядкованість кристала може виникати внаслідок дефектів типу домішкових атомів, структурної неоднорідності, яка призводить до флуктуації електростатичних іонних потенціалів, процесів розсіювання на шорстких поверхнях поділу у гетеропереходах.

На рис. 4.5 подано функцію щільності станів, для якої δ -функції трохи розширилися за рахунок процесів, які описані у розділі 4.4 і на рис. 4.2. З графіка видно, що блохівські протяжні стани поблизу піків з енергією $E = (n + S)\hbar\omega_c$, які відповідають рухливим електронам і локалізованим непровідним станам. На рис. 4.5 показано також границі рухливості, які розділяють протяжні і локалізовані стани. В таких системах рівні Ландау при заданій концентрації не заповнюються. Якщо рівень Фермі матеріалу попадає у область локалізованих станів, то ці стани не беруть участі у провідності і провідність забезпечується лише за рахунок протяжних станів. Теоретичні розрахунки показують, що протяжні стани повинні компенсувати ці втрати і забезпечити сталість значень опору, як показано на рис. 4.4. Деякий додатковий струм при цьому виникає внаслідок прискорення, яке пов'язане з розсіючими потенціалами в неупорядкованих системах.

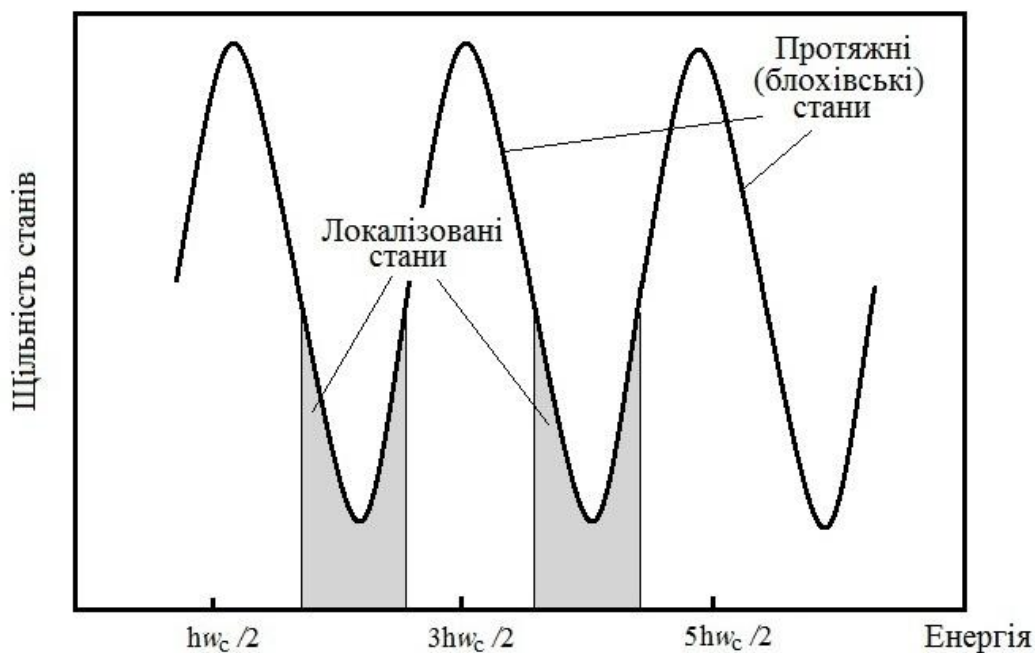


Рисунок 4.5 – Схематичне подання протяжних і локалізованих станів для функції щільності станів двовимірної електронної системи у магнітному полі

Слід підкреслити, що хоча цілочисловий квантовий ефект був відкритий більш ніж двадцять років тому, його теоретичний опис все залишається областю інтенсивних досліджень.

4.7 Дробовий квантовий ефект Холла

Через два роки після відкриття цілочислового квантового ефекту Холла у 1982 р. учені Тцуї, Штермер і Госсард повідомили про відкриття дробового ефекту Холла. Суть ефекту полягає в тому, що було винайдено нові плато (рис. 4.6), які пов'язані з ρ_{xy} , а також з нульовими значеннями ρ_{xx} , при цьому вони відповідають не цілочисловим (дробовим) значенням коефіцієнта заповнення, яке визначається рівнянням (4.17). Дробові значення мають вигляд $\nu = p/q$, де p і q – цілі числа, при цьому q – непарне. Дробовий квантовий ефект спостерігався у двовимірних системах, які утворені гетеропереходами в дуже чистих напівпровідникових зразках, тобто при дуже високій рухливості електронів і при низьких концентраціях двовимірних електронів. Окрім цього, для спостереження ефекту потрібно дуже низькі температури, які близькі до 0 К, а магнітне поле повинно бути сильним, щоб у системі існував тільки один рівень Ландау. При цих умовах коефіцієнт заповнення дорівнює або менше одиниці і всі електрони мають однакову енергію, яка збігається з мінімальним значенням, яке визначається рівнянням (4.8) і дорівнює $\hbar\omega_c / 2$.

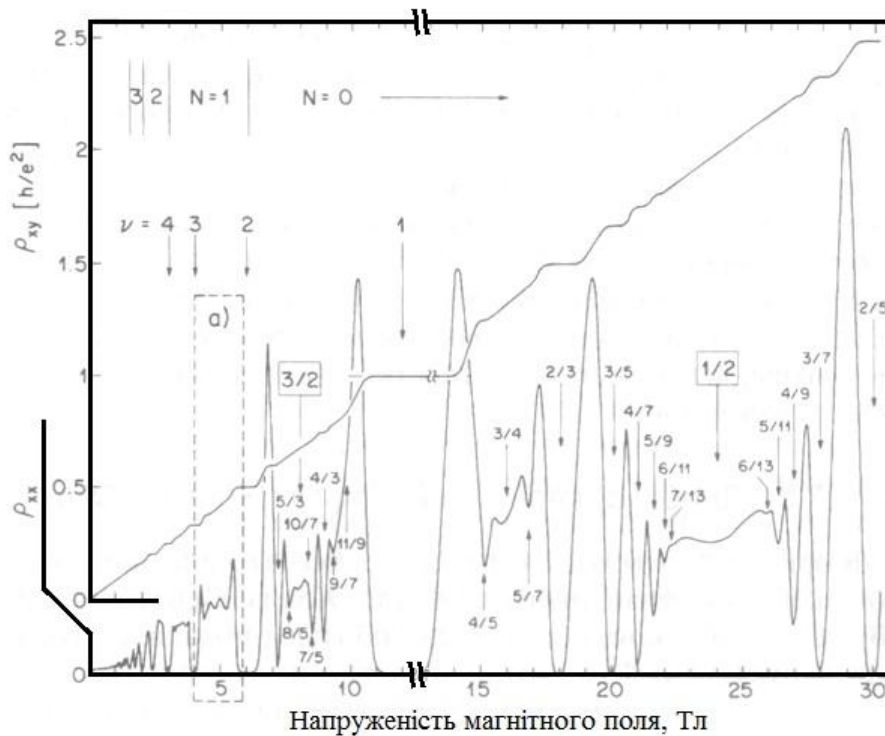


Рисунок 4.6 – Залежність повздовжнього опору ρ_{xx} і квантового опору Холла ρ_{xy} від напруженості магнітного поля [1]

Як видно з рис. 4.6, найбільш сильно ефект проявляється при значеннях коефіцієнта заповнення $\nu = 1/3, 2/3, 3/5$ і т. д. Експериментальні дослідження показали, що дробовий квантовий ефект Холла суттєво відрізняється від цілочислового ефекту Холла. Оскільки останній добре описується моделлю на основі уявлення про незв'язані електрони, то можна вважати, що опис дробового ефекту повинен якимось чином враховувати взаємодію електронів, тобто зводитися до певної багаточасткової взаємодії. Дійсно, незабаром після відкриття дробового ефекту виникла думка, що при цьому ефекті електронний газ конденсується у систему, яка отримала назву вігнерівського кристала, у якому мінімізується енергія, що обумовлена кулонівським відштовхуванням. Проте теоретичні обчислення показали, що значення повної енергії електронної системи з невеликим числом електронів у сильних магнітних полях може бути нижче енергії вігнерівського кристала. У 1983 р. учений Лафлін висунув теорію цього ефекту, яка базується на врахуванні багаточасткової кулонівської взаємодії між електронами при дуже високих значеннях напруженості магнітного поля і низьких температурах. Відповідно до цієї теорії електронний газ конденсується у корельовану квантову рідину, у якій кулонівська взаємодія розділяє електрони один від одного. Він розрахував хвильову функцію основного стану такої багаточасткової електронної системи і довів, що основний стан у ній відділений від збуджених станів енергетичною щільною. Теорія Лафліна дозволила також завбачити, що корельований основний стан формується тоді, коли рівні Ландау заповнені лише частково, наприклад, з коефіцієнтом $\nu = 1/3$. Окрім цього, з теорії витікало, що елементарні збудження у такій системі відповідають частинкам з дробовим електричним зарядом, який дорівнює $1/3$ заряду електрона. Слід підкреслити, що найсучасніші експериментальні дослідження при вимірюванні електричних шумів у струмах, які протікають через точкові квантові контакти, схоже, підтверджують можливість існування дробових значень електронного заряду.

Однією з цікавих теорій, яка висунута для пояснення дробового квантового ефекту, є модель так званих складних ферміонів. Суть теорії полягає в тому, що кожний електрон пов'язаний з двома трубками магнітного потоку, який дорівнює кванту Φ_0 . Ці трубки можна уявити собі, наприклад, у вигляді нескінченно малих соленоїдів, які несуть квант потоку Φ_0 , що визначається рівнянням (4.14). До речі, термін «складний ферміон» і пов'язані з цим уявлення виникли через те, що таке утворення у цілому поводить себе подібно до ферміонів. Аналіз даних на рис. 4.6 показує, що поблизу значень коефіцієнта заповнення $\nu = S$ поздовжній опір ρ_{xx} можна назвати нормальним, тобто система поводить себе так, неначе зовнішнє поле відсутнє. Показано, що при $\nu = S$ і відповідному значенні $B = B_0$, поведінка складного ферміона дійсно відповідає відсутності поля, хоча при значеннях трохи більших або менших B_0 складний ферміон реагує на при-

кладене поле повністю звичайним образом. На основі цієї моделі стало можливим теоретично описати більшість спостережень, які пов'язані з набором дробових значень $\nu = p/q$ при вивченні дробового ефекту Холла.

Контрольні питання

1. Які ефекти виникають в твердих тілах при дії дуже сильних магнітних полів і чим це пояснюється?
2. Що таке циклотронна частота електронів і від яких параметрів вона залежить?
3. Як описується виродження рівнів Ландау в інтервалі енергій ?
4. Як визначається залежність інтенсивності інтерференції електронних хвиль від дії магнітного поля?
5. При яких значеннях магнітних полів відбувається повне заповнення рівнів Ландау в двовимірних квантових структурах?
6. Поясніть сутність цілочислового квантового ефекту Холла.
7. Яке рівняння описує квантування значень опору Холла у двовимірних квантових системах?
8. Поясніть природу дробового квантового ефекту Холла?

Література

1. Мартинес–Дуарт Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Дж. М. Мартинес–Дуарт, Р. Дж. Мартин–Палма, Ф. Агулло–Руеда. – М. : Техносфера, 2007. – 368 с.
2. Вейсс Р. Физика твердого тела / Р. Вейсс. Под ред. Н. Т. Чеботарева. – М. : Атомиздат, 1968. – 456 с.
3. Бушманов Б.Н. Физика твердого тела / Б. Н. Бушманов, Ю. А. Хромов. – М. : Высшая школа, 1971. – 224 с.
4. Нанотехнологии / Под ред. Ю. И. Головина. – М. : Техносфера, 2007. – 375 с.
5. Нанотехнологии в электронике / Под ред. Ю. А. Чаплыгина. – М. : Техносфера, 2005. – 447 с.

5 ОПТОЕЛЕКТРОННІ ПРОЦЕСИ У КВАНТОВИХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Оптоелектронні характеристики напівпровідникових структур зі зниженою розмірністю базуються на основі залежності функції щільності станів від енергії, а також поведінки екситонів у структурі. Обмеження у випадку трьох геометричних вимірів, наприклад, у квантових точках приводить до виникнення нових явищ, які можуть бути використані для створення лазерів та інфрачервоних фотодетекторів. Також різко підсилюється вплив електричного поля на такі оптичні характеристики матеріалів як коефіцієнт заломлення, спектр пропускання та інші. Наприклад, у сучасних електрооптичних модуляторах, які працюють на квантово-розмірному ефекті Штарка, використовується суттєва зміна оптичного поглинання екситонів під дією електричного поля. Вплив електричного поля на надгратки приводить до локалізації носіїв заряду у ямах і виникнення системи еквідистантних енергетичних рівнів (драбина Штарка). Розглянуто нові дані про осциляції Блоха і мікрохвильове випромінювання.

5.1 Оптичні властивості квантових ям і надграток

Оптичні властивості пов'язані з міжзонними переходами у квантових ямах, проте вони зовсім не схожі на відповідні характеристики об'ємних матеріалів, що пояснюється особливостями двовимірної оптичної щільності і тим, що поглинання екситонів у двовимірних системах набагато сильніше. Значна різниця між три- і двовимірними системами спостерігається і у випадку внутрішньозонних переходів. Такі переходи у двовимірних системах можуть відбуватись і без участі фононів, за рахунок електронів або дірок у локалізованих станах ям, а також між локалізованими станами і безперервним спектром. Окрім того у двовимірних системах такі переходи можуть бути спеціально створені для випромінювання світла, наприклад, у квантових каскадних лазерах або його реєстрації інфрачервоними фотодетекторами.

На рис. 5.1 подано квантову яму як у реальному просторі, так і у просторі хвильових векторів, у якій відбувається міжзонні переходи з початкового стана у валентній зоні у кінцевий, який розташований у зоні провідності. Слід відзначити, що поглинання відбувається при більш високих енергіях, ніж у тривимірних системах, оскільки різниця енергій між станами більша ширини забороненої зони. Для розрахунків швидкостей переходу можна скористатися рівнянням Фермі для процесів, які відбуваються під дією залежного від часу впливу [1, 2]

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \rho(E) |H'_{nk}|^2, \quad (5.1)$$

враховуючи, що вплив обумовлено взаємодією фотон – електрон і він має вигляд

$$H' = -qrE_0, \quad (5.2)$$

де вектор \vec{r} відноситься до положення електрона у площині поділу, тобто $\vec{r} = (r_x, r_y)$, а E_0 – амплітуда електричного поля падаючої світлової хвилі.

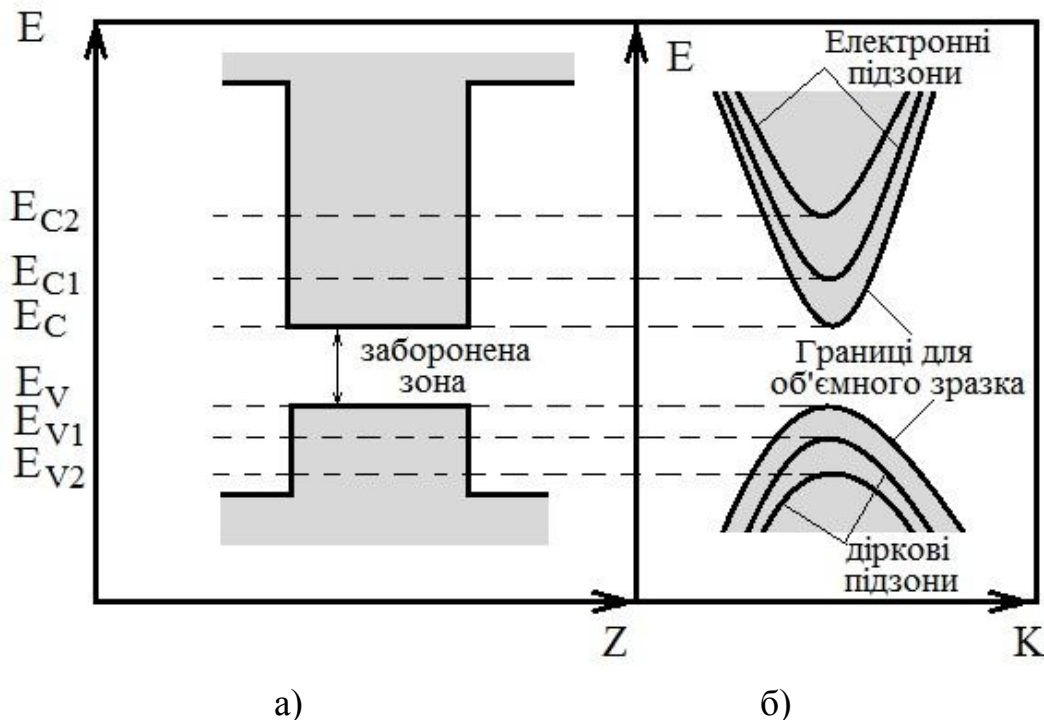


Рисунок 5.1 – Енергетична зона квантової ями: (а) – в реальному просторі; (б) – в просторі хвильових векторів (k -просторі)

Матричні елементи для переходу електрона від початкового стану ψ_i у валентній зоні у скінченний стан ψ_f^* у зоні провідності визначаються рівнянням [1]

$$M = \int \psi_f^* r_x \psi_i d\vec{r}. \quad (5.3)$$

Слід підкреслити, що оскільки введений вище вектор $\vec{r} = (r_x, r_y)$ є планарним, то у рівнянні (5.2) можна розглядати одну з його компонент - r_x або r_y , які є координатами електрона у площині. Вважаємо далі, що кристалічна структура має кубічну (в даному випадку квадратну) структуру,

тоді напрямки x і y еквівалентні. У кристалічній двовимірній структурі електронні стани описуються функціями Блоха [1]

$$\psi_f^* \propto u_v(\vec{r}) \psi_{v_n}(z) e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad (5.4)$$

$$\psi_i \propto u_c(\vec{r}) \psi_{c_n}(z) e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad (5.5)$$

де вектори \vec{r} і \vec{k} відповідають електронам у двовимірній системі. У рівняннях (5.4) і (5.5) вектори однакові, оскільки у розглянутих переходах зберігається загальний момент, а імпульсом фотона можна знехтувати у порівнянні з імпульсом електрона. При підстановці (5.4) і (5.5) у (5.3) можна отримати вираз для матричного елемента M у вигляді добутку двох величин [1]

$$M = M_{vc} M_{mn}, \quad (5.6)$$

де

$$M_{vc} = \int u_c^*(\vec{r}) r_x u_v(\vec{r}) d\vec{r} \quad (5.7)$$

є матричний елемент, який відповідає дипольному моменту переходів між блохівськими станами у валентній зоні і зоні провідності, а

$$M_{mn} = \int \psi_{c_n}^*(z) \psi_{v_n}(z) dz \quad (5.8)$$

відповідає перекриттю електронних і діркових хвильових функцій у квантових ямах.

Таким чином, відповідно до рівняння (5.6) матричні елементи міжзонних переходів розпадаються на дві величини, для яких можна сформулювати такі умови, або правила відбору [1]:

1. Перекриття електронних і діркових хвильових функцій, яке визначається рівнянням (5.8), повинно відрізнятися від нуля. Тому у випадку прямокутної ями нескінченної глибини повинно виконуватися правило, яке витікає з ортогональності хвильових функцій, тобто

$$\Delta n = n' - n = \delta_{m' n'}, \quad (5.9)$$

де квантові числа n і n' відносяться до електронних і діркових квантових ям, відповідно.

Матричні елементи між блохівськими функціями, які відповідають електричним дипольним моментам і визначаються рівнянням (5.7), також повинні відрізнятися від нуля. Для квантових ям у структурах

AlGaAs/GaAs вираз (5.9), який відноситься до обвідних функцій, на практиці можна розглядати як правило відбору.

При розгляді спектра поглинання множинних квантових ям у GaAs/AlAs при низьких температурах видно, що поглинання зростає з енергією фотонів і в цілому відповідає ступінчастій функції щільності станів для двовимірної електронної системи [1-3]. В двовимірних системах енергія зв'язку екситонів, як і пов'язане з цим поглинання, дуже сильно зростає внаслідок просторової локалізації, у результаті чого екситони реєструються значно легше, ніж у тривимірних напівпровідниках.

Кожний пік спектра поглинання пов'язаний з дублетом спін-орбітальної взаємодії, яка відповідає характеристикам валентних зон важких і легких дірок у структурах класу A^3B^5 , тому можна чітко виділити переходи із станів з числами $n = 1, 2, 3$ із зон важких і легких дірок в електронні стани.

Процес випромінювання або поглинання фотонів для внутрішньозонних переходів схематично подано на рис. 5.2, а. Вільні носії у зоні провідності або валентній зоні займають підзони, які відповідають рівням кожного електрона або дірки, що розташовані у даній ямі. Слід підкреслити, що міжпідзонні переходи відбуваються між квантовими станами всередині однієї ями. Додатково міжзонні переходи можуть відбуватися між станами у квантових ямах і протяжними електронними станами, як подано на рис. 5.2, б. Виходячи з вищеобґрунтованих положень для міжзонних переходів, можна визначити ще одне правило відбору, яке пов'язує стан з протилежною парністю, оскільки у даному випадку матричні елементи повинні включати в себе і координати, отже [1]

$$\Delta n_z = n_{zf} - n_{zi} = \pm 1 . \quad (5.10)$$

В ідеальному випадку це правило відбору визначає, що величина Δn_z повинна дорівнювати непарному числу, проте вже при $\Delta n_z = \pm 3$ інтенсивність таких переходів настільки слабшає, що їх можна не враховувати згідно з формулою (5.10). Ще одна вимога пов'язана з тим, що напрямок вектора \vec{E} повинен бути перпендикулярним до ями, тобто світло повинно бути поляризовано уздовж z -напрямку. Практично це означає, що світло не повинно падати вертикально або з другого боку, на поверхні зразка повинна бути розташована дифракційна решітка. Обидві умови потребують певного послаблення інтенсивності світлового потоку, яке використовується, внаслідок чого потрібно створювати і використовувати структури з великою кількістю ям (біля сотні).

Зміни, які викликані електричним полем в оптичних властивостях квантових ям і надґраток, значно відрізняються за своєю природою. На теперішній час дослідження електрооптичних ефектів у надґратках пов'язані з

блховськими осциляціями і можливістю випромінювання у терагерцовому діапазоні.

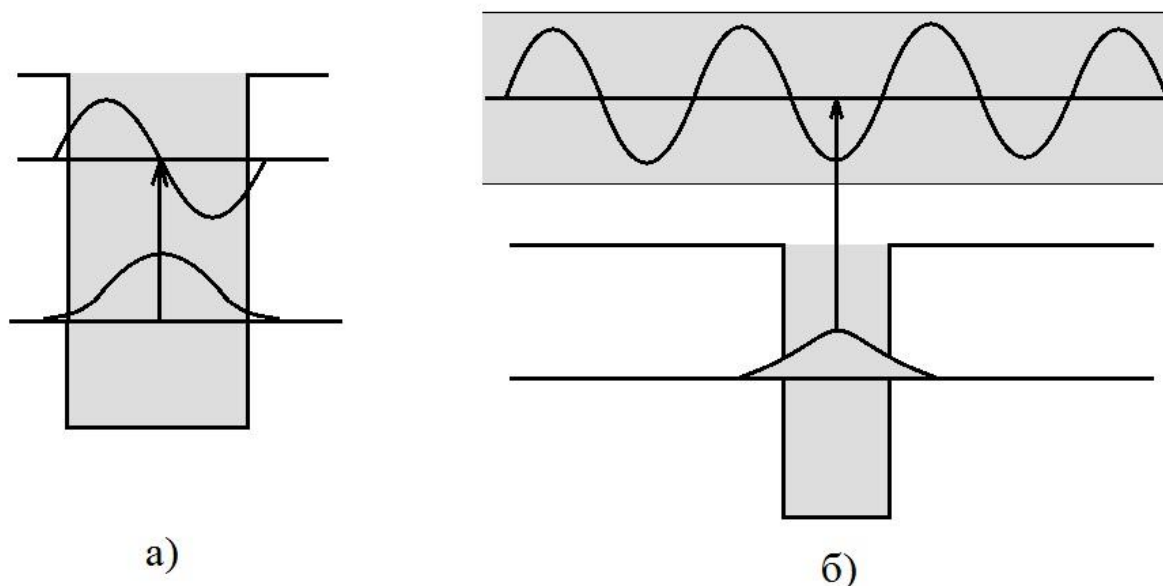


Рисунок 5.2 – Внутрішні оптичні переходи у квантовій ямі (а); переходи між зв'язаними станами у ямі і протяжними станами (б) [1]

З другого боку, деякі оптичні властивості надграток схожі на властивості квантових ям. На відміну від множинних квантових ям, надгратки та їх оптичні властивості вже знайшли цікаве використання в оптиці. У надгратках край смуги поглинання зсунутий у голубу сторону спектра внаслідок розщеплення рівнів в міні-зони. Окрім цього, усі переходи є розмитими, що пояснюється відміною функції щільності станів для надграток від відповідної, ступінчастої функції для квантових ям. Внаслідок тунелювання електронів через бар'єри хвильова функція екситонів може простягатися відразу на декілька ям надгратки із сильним зв'язком. Таким чином, у надгратках екситони виявляються значно менше локалізованими і мають меншу енергію зв'язку, ніж у квантових ямах. Слабкі екситонні особливості виявляються також поблизу переходів з дна міні-зони дірок у верхню частину міні-зони електронів (екситони «сідлової» точки). Спектр поглинання надгратки у структурах AlGaAs/GaAs нагадує спектр для окремої квантової ями.

Поведінка екситонів характеризується переходами з $n = 1$, що відповідає переходам від важких і легких дірок у перший електронний стан.

5.2 Оптичні характеристики квантових точок і нанокристалів

У квантових точках потенціал обмежує рух електронів в усіх трьох просторових вимірах, які мають нанометричні розміри, що приводить до утворення ряду дискретних зв'язаних станів енергетичних рівнів електро-

нів. Ці стани нагадують електронні рівні для ізольованого атома. При цьому просторова локалізація хвильових функцій електронів дуже сильно впливає на оптичні властивості речовини, тому розглянемо деякі загальні оптичні властивості нульвимірних обмежених систем.

1. Розширення забороненої зони.

Однією з важливих особливостей оптичних властивостей квантових точок є розширення забороненої зони, яке спостерігається на рис. 5.1, а. В залежності від розміру R квантової точки, яка вважається, що має сферичну форму, можна розглянути декілька ситуацій. Для поділу цих ситуацій, порівняємо радіус квантової точки R з розмірами екситонів, які визначаються відповідним борівським радіусом a_B

$$a_B = \frac{\hbar^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{\mu q^2}, \quad (5.11)$$

де параметр μ визначає наведену масу екситона. У так званому режимі сильної локалізації, коли $R < a_B$, енергія квантової локалізації перевищує енергію кулонівської взаємодії, внаслідок чого можна знехтувати екситонними ефектами, які пов'язані з взаємодією електронів і дірок. При такому підході можна розглядати електрони і дірки, які розташовані поряд в одних і тих же самих квантових точках. Це витікає з того, що кулонівська взаємодія обернено пропорційна величині R , в той час як обмежуючий потенціал, тобто енергія, зростає обернено пропорційно квадрату R . Наприклад, борівський радіус екситона у CdS складає 29 \AA внаслідок чого усі нанокристали з розмірами менше 50 \AA ведуть себе як квантові точки. Проте при значеннях R , значно менших, ніж a_B , вже не можна використовувати наближення ефективної маси, внаслідок чого квантова точка повинна розглядатися як звичайна велика молекула, яку необхідно описувати відповідними молекулярними орбіталями.

У режимі слабкої локалізації, коли $R < 4a_B$, обвідні функції практично не змінюються, хоча кінетична енергія екситонів, яка пов'язана з рухом центра мас, зростає, що приводить до зменшення енергії зв'язку. Це спостерігається, наприклад, у CdS при розмірах квантових точок, коли $R > 100 \text{ \AA}$. У кристалах галідів міді (CuCl, CuBr) розмір екситонів a_B настільки малий ($\sim 1 \text{ нм}$), що квантові точки завжди існують у режимі слабого обмеження.

Найбільш важкими для теоретичного опису є системи із середнім або проміжним ступенем локалізації, для яких не можна використовувати розглянуті вище спрощені моделі.

2. Підвищення сили осциляторів.

З наведених вище даних видно деяку загальну закономірність, яка показує, що в міру зменшення розмірності системи ($3D \rightarrow 2D \rightarrow 1D \rightarrow 0D$) електронні стани стають все більш концентрованими за енергією, що і відображають відповідні функції щільності станів. При розмірностях $0D$, що відповідає квантовим точкам, вони поводять себе подібно до атомів, які мають добре виражені енергетичні рівні, внаслідок чого зростають сили осциляторів, які відповідають оптичним переходам. Ця обставина є основою для створення нових оптоелектронних пристроїв, в яких концентрація енергетичних станів використовується для підвищення коефіцієнтів підсилення лазерних пристроїв. На основі таких же поглядів можна стверджувати, що в міру зменшення розмірності систем [4-6], у них сильніше проявляються електрооптичні ефекти, які використовуються для створення оптоелектронних модуляторів на квантових ямах.

3. Оптичні переходи.

Як було показано вище, що міжпідзонні оптичні переходи у двовимірних системах дозволені лише тоді, коли світло розповсюджується у площині квантової ями, тобто електричне поле фотона направлено перпендикулярно до поверхні поділу. Проте квантові точки здатні поглинати падаюче світло будь-якого напрямку внаслідок того, що локалізація по всіх трьох оптичних осях означає, що і хвильові функції електрона квантуються по усіх трьох просторових координатах.

4. Розширення спектрів.

Ще однією важливою особливістю оптичних характеристик квантових точок є відсутність температурної залежності для ширини спектральних ліній, що пояснюється тим, що у них відсутні неперервні області електронних станів. Напроти, в одновимірних і двовимірних системах існує один і два напрямки для неперервних k -станів, відповідно. Розглядаючи дискретність спектрів квантових точок, не слід вважати, що вони являють собою цілком правильні, теоретичні δ -функції, оскільки завжди існує деякий реальний розкид по ширині ліній (~ 10 меВ) за рахунок неоднорідностей у розподілі розмірів квантових точок. При дуже високій однорідності розмірів квантових точок ширина ліній може бути знижена до < 10 меВ, проте, з другого боку, при великому розкиді значень ширина ліній може зрости до 0,1 еВ. Невеликі зміни складу також є однією з причин розширення забороненої зони у системах квантових точок. Другі причини пов'язані з домішками, поверхневими або міжфазними станами тощо. Для вивчення власних характеристик квантових точок виник новий розділ спектроскопії, який отримав назву спектроскопії ізольованих квантових точок.

Тепер розглянемо оптичні властивості різних систем квантових точок.

1. Квантові точки у напівпровідникових системах.

Найбільш детально вивчені квантові точки в нанокристалах напівпровідників системи A^2B^6 , оскільки такі напівпровідники можуть бути отри-

мані досить легко і мають важливі технологічні застосування. В багатьох випадках сполуки A^2B^6 вводяться як легуючі домішки у леговане скло у процесі вирошування з розплавленої скляної маси. При цьому введення цих сполук здійснюється для регулювання кольору скла за рахунок утворення нанокристалів. Використовуючи домішки CdS з другими сполуками того ж класу, наприклад з CdSe ($E_g - 1,75 \text{ eV}$), можна перекрити увесь видимий діапазон.

2. Самоорганізація квантових точок.

У 1995 р. експериментально було показано можливість утворення тривимірних острівкових структур при вирошуванні надграток InAs/GaAs. При нарощуванні декількох моношарів (у середньому $\sim 2,5$) відбувається утворення квантових точок з InAs, що надійно зареєстровано методами просвічувальної електронної мікроскопії. Лінійний спектр фотолюмінесценції при цьому був досить широким, завдяки розмитості розподілу точок за розмірами. Піки фотолюмінесценції були зміщені у сторону менших енергій внаслідок того, що точки мають більший розмір, ніж періоди надграток. Процеси у квантових точках на основі InGaAs/GaAs дозволили використовувати їх для створення лазерів з покращеними параметрами. Спектри фотолюмінесценції і електролюмінесценції для квантових точок InAs/GaAs, які вирошені методами хімічного осадження з газової фази з використанням металоорганічних сполук, схожі на ті, що використовуються для створення лазерів на квантових точках.

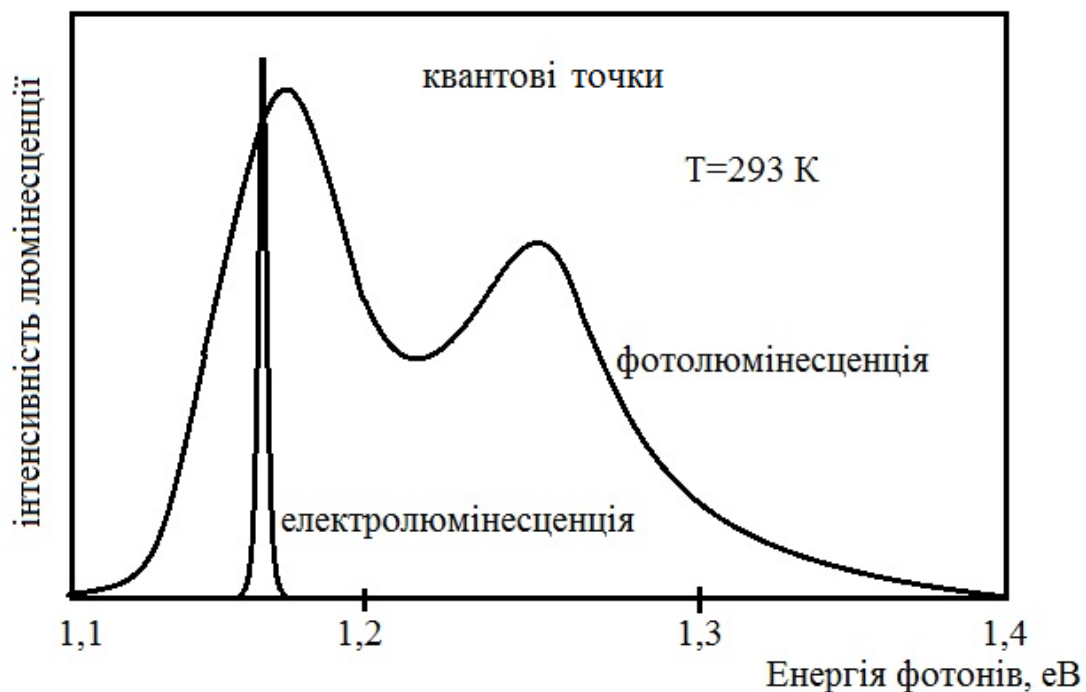


Рисунок 5.3 – Спектри фотолюмінісценції і електролюмінісценції для квантових точок InAs/GaAs, які вирошені за методами хімічного осадження з газової фази [1]

Для дослідження ізольованих квантових точок InAs/GaAs використовувались методи локальної катодолюмінісценції. Було зареєстровано декілька важливих особливостей досліджуваних систем: а) розширення спектральних ліній не спостерігалось аж до 70 K. Це є доказом того, що нанокристали, як відмічалось вище, мають нульову розмірність; б) ширина окремих ліній не перевищує 0,15 meV; в) спектроскопічний дозвіл методу достатньо високий, щоб при відносно невеликій кількості молекул у кожній точці (біля 2000) реєструвати добавлення або виключення навіть окремих молекул InAs.

3. Нанокристали напівпровідників, які мають заборонену зону з непрямыми оптичними переходами.

Після відкриття явища сильної люмінесценції у кристалах кремнію, почались інтенсивні дослідження кристалічних кластерів Si і пористого кремнію з метою використання їх у оптоелектроніці. Це пов'язано з тим, що ефективність випромінювання світла різко зростає при використанні нанокристалічних зразків у порівнянні з об'ємними напівпровідниками. Наприклад, виявилось, що випромінювання нанокристалів кремнію лежить не в інфрачервоному діапазоні ($E_g = 1,1 eV$), а у видимій області ($E_g = 2 eV$), що пояснюється розширенням забороненої зони внаслідок квантових ефектів. Окрім того, експериментальні дослідження показали зв'язок ефекту зсуву ліній спектра із зменшенням розміру кристалів. Що стосується ефективної люмінесценції, то вона пояснюється законом збереження моменту ($\vec{p} = \hbar\vec{k}$) в умовах низькорозмірної локалізації [4, 6]. Сильна люмінесценція у видимому діапазоні особливо помітна для пористого кремнію, який отримують з монокристалів кремнію анодним електрохімічним травленням у електроліті, який складається з розчину HF-етанол. Пористий шар, який утворюється, формується з нульвимірних і одновимірних нанорозмірних кристалів, а спостережуваний при цьому широкий спектр емісії пояснюється квазігаусовим розподілом нанокристалів за розмірами. Спочатку вважалось, що сильне випромінювання пов'язано з утворенням різних сполук на поверхні нанокристалів у процесі електролітичного травлення. До таких домішок, які виникають у процесі формування пористого кремнію, відносяться силоксен ($Si_6O_3H_6$), гідриди, оксиди і оксигідриди кремнію, проте на теперішній час вважається, що головною причиною цього явища є квантові ефекти нанометрових розмірів структур.

Квантові ефекти, які пов'язані з розмірами структур, спостерігались і в інших сполуках кремнію, наприклад, у надгратках і квантових ямах на основі SiGe. Підвищений інтерес до гетероструктур SiGe пояснюється їх успішним використанням у виготовленні біполярних надвисокочастотних транзисторів. Були створені напружені гетероструктури SiGe, в яких використовувались різні значення ширини забороненої зони (для кремнію

$-1,1 \text{ eV}$, для германію $-0,74 \text{ eV}$), а також сполуки SiGe з проміжними значеннями ширини забороненої зони.

Інтенсивна люмінесценція, яка існує в нанокристалах кремнію і надгратках сполук кремній – германій, може бути пояснена на основі принципу невизначеності Гейзенберга або концепції розщеплення зон Брілюена. Будемо вважати, наприклад, що розміри усіх нанокристалів Si у системі не перевищують 30 нм . У цій ситуації розподіл носіїв заряду за імпульсами має вигляд, який подано на рис. 5.4, а, що приводить до підвищення імовірності прямих переходів. У надгратках SiGe міні-зони і заборонені міні-зони формуються на енергетичній діаграмі поблизу значення $k = 0$, як показано на рис. 5.4, б, внаслідок чого надгратки повинні вести себе подібно до напівпровідників з квазіпрямими оптичними переходами, при цьому імовірність оптичних переходів є досить високою.

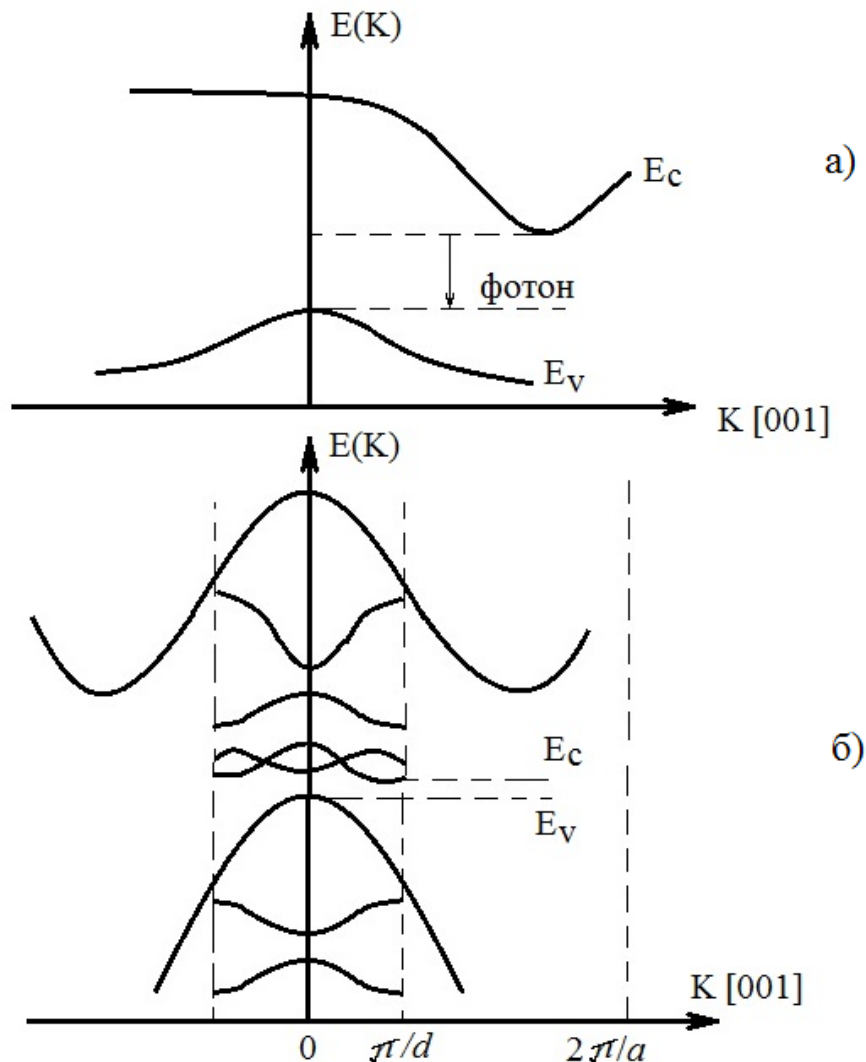


Рисунок 5.4 – Підвищення імовірності оптичних переходів в нанокристалах кремнію при дії принципу невизначеності Гейзенберга (а); схематичний опис ефекта "розщеплення" зон Брілюена в надгратках SiGe (б) [1]

5.3 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 електронних схем. Такі пристрої є проміжними і можуть бути віднесені і до фотоніки, і до мікроелектроніки. Внаслідок квантової локалізації електронів, високої енергії зв'язку екситонів і можливості регулювання величини 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 суттєвими 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 і створює коливання при енергіях, вищих 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 електропоглинання, які набагато сильніші, ніж в об'ємних матеріалах. Це дозволяє на основі структур з квантовими ямами створювати оптичні модулятори з покращеними метрологічними параметрами. 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. Значно більш цікава ситуація виникає у системах, коли електричне поле прикладене перпендикулярно до шарів, тоді виникає ефект подібний до ефекту Штарка в атомах (зсув енергетичних рівнів під дією поля), внаслідок чого це явище називають квантово-розмірним ефектом Штарка.

На рис. 5.5 подано діаграми енергетичних зон для квантової ями до і після прикладення постійного зовнішнього поля F , яке направлено перпе-

ндикують 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 нахиляється під дією зовнішнього поля, як показано на рисунку, схожі явища відбуваються і для дірок. Внаслідок такої дії відбувається сильна деформація хвильових функцій електронних станів і зниження енергії локалізації носіїв заряду.

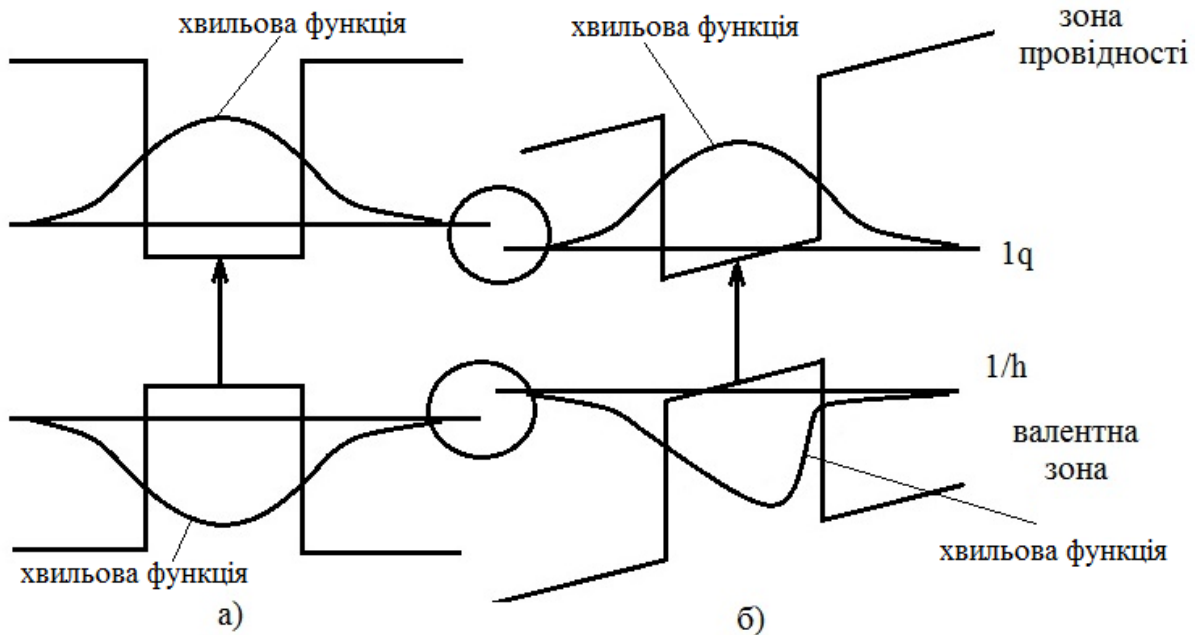


Рисунок 5.5 – Зонна структура і хвильові функції станів електронів і важких дірок для квантових ям товщиною 100 \AA в структурі $\text{GaAs}/\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$ при різних значеннях напруженості прикладеного поля: а) – відсутність поля; б) – поле напруженістю 100 кВ/см

Слід підкреслити, що хвильові функції частинок з негативним і позитивним зарядом (електрони і дірки, відповідно) деформуються різним чином: хвильові функції електронів зміщуються проти напрямку поля, а дірки – у оберненому 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».

На рис. 5.6 показано спектри поглинання шару квантових ям (товщина $9,4 \text{ нм}$) у GaAs при різних значеннях зовнішнього електричного поля, вектор якого перпендикулярний до площини шару. Можна відмітити, 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 затримує електрони і дірки на відстані меншій, ніж товщина шару.

На рисунку показано також «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 отримано аналітичний вираз для штарківського зсуву ΔE , розглядаючи при цьому потенціал, який прикладається, як збурення другого порядку. Для основного рівня зсув описується формулою [1]

$$\Delta E_1 = \frac{2,19 \cdot 10^{-3} q}{\hbar^2} m^* F^2 L^4, \quad (5.12)$$

де m^* – ефективна маса у напрямку, перпендикулярному до шарів; q – заряд електрона.

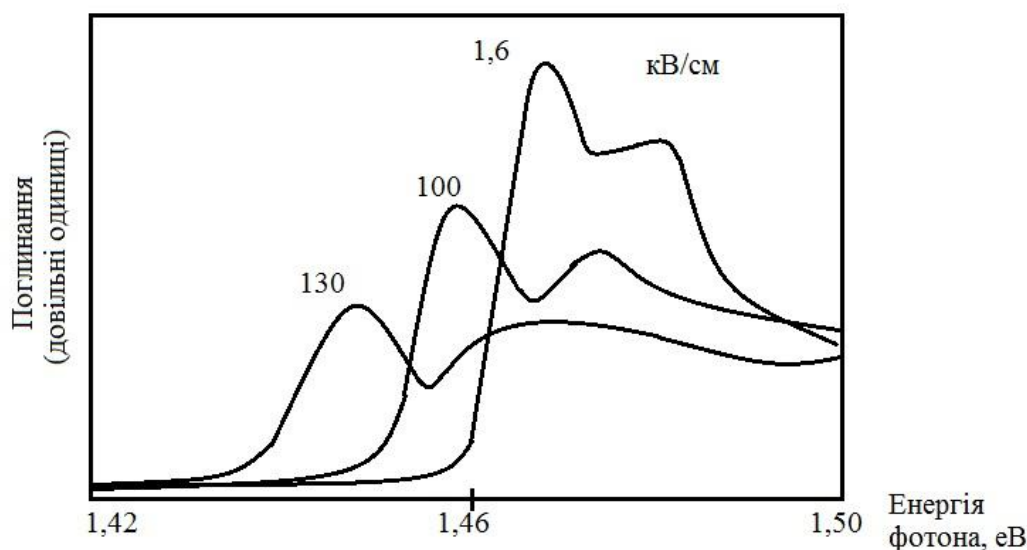


Рисунок 5.6 – Спектри поглинання квантової ями товщиною 9,4 нм в GaAs при різних значеннях електричного поля, яке прикладено до шарів [1]

З формули (5.12) 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 симетричної форми. 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 величини забороненої зони квантової ями пов'язане, головним чином, з вкладом важких дірок. Залежність штарківського зсуву від напруженості прикладеного поля для квантових ям різної ширини у GaAs показує, що для квантової ями товщиною 100 Å у GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As рівняння (5.12) завбачає для рівнів важких дірок і електронів зсуви 10 і 2 меВ, відповідно. Проте методи числового розрахунку, які враховують кінцеву висоту бар'єрів і різницю ефективної маси у бар'єрах, приводять до значень зсуву – 15 і 6 меВ, відповідно. Для фотонів з енергією, трохи меншою енергії забороненої зони, у відсутності поля

можна вважати, що яма є прозорою, проте поглинання світла різко збільшується із зростанням напруженості поля.

У підсумку можна відмітити, що квантові ями являють 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 ніобіта літію.

5.4 Електрооптичні ефекти у надгратках

У квантових ямах, які пов'язані між собою, прикладене електричне поле дуже сильно впливає на взаємодію між ямами. 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 станами у грубому наближенні повинен бути обернено пропорційний різниці енергій рівнів, 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. 5.7. 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 по енергіях $\Delta E = qFd$, знак якого визначається напрямком поля.



Рисунок 5.7 – Схематичне зображення симетричної подвійної зв'язаної ями, що демонструє механізм оптичних переходів з діркового стану у правій квантовій ямі при відсутності електричного поля (а); при прикладенні зовнішнього електричного поля стани локалізуються в одній з ям (б)

Якщо воно 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 зв'язаних квантових ямах дозволяє великі можливості «підгонки» переходів при достатньо помірних значеннях зовнішнього поля.

У надгратках найбільш інтенсивний 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 електронним станам, які локалізовані поблизу різних квантових ям. Вже при значеннях напруженості поля порядку $F \approx \Delta / qd$, де Δ і d - ширина міні-зони і стала надгратки – відповідно, стани драбини Штарка стають повністю локалізованими у відповідній квантовій ямі. Такий ефект важко дослідити в об'ємних кристалах, оскільки ширина зони в них звичайно складає декілька еВ, внаслідок чого для проявлення описаної локалізації необхідно впливати на кристали дуже потужними електричними полями. У надгратках ширина зони набагато менша, внаслідок чого ефекти спостерігаються при значно менших значеннях напруженості поля. Наприклад, у типовій надгратці ($40 / 20\text{Å}$) на основі GaAs/Al_{0,35}Ga_{0,65}As ширина електронної міні-зони складає лише біля 65 меВ, тому штарківська локалізація станів досягається при напруженостях поля 115 кВ/см. Ширина міні-зони важких дірок ще менша і складає всього 6 меВ, тому локалізація станів важких дірок досягається вже при полях порядку 10 кВ/см.

Спектр поглинання надгратки, 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 поля досягає значень, при яких відбувається локалізація Штарка, переходи між ямами щезають, 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. У попередньому розділі розглядалися лише статичні режими поведінки електронів в умовах існування драбини Штарка. Проте динамічні характеристики також є цікавими для дослідників, оскільки їх використання дозволяє створювати дуже швидкі електромагнітні випромінювачі, які отримали назву осциляторів Блоха. Випромінювання з терагерцовою частотою в таких пристроях було вперше зареєстровано у 1993 р., хоча воно було передбачено у першій публікації Есакі і Чанга з надграток у 1970 році. Для розуміння цього механізму необхідно розглянути ефект впливу прикладеного постійного електричного поля на електронні стани у надгратках, що подано на рис. 5.8. 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, як показано на рис. 5.8, а.

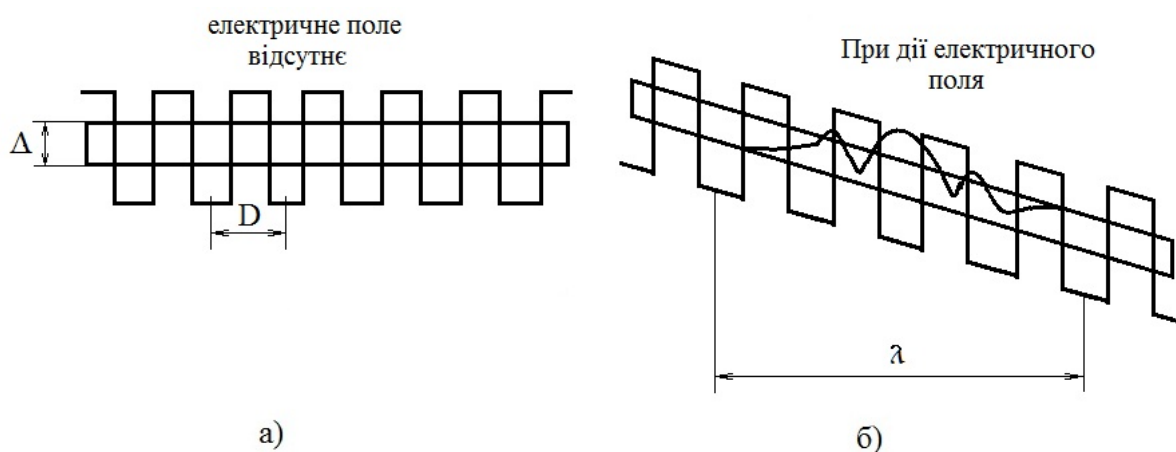


Рисунок 5.8 – Схематичне подання дії електричного поля на електронні характеристики напівпровідникової надгратки. Поле направлено перпендикулярно до шарів: поле відсутнє (а); при прикладенні електричного поля (б)

В електричному полі певної напруженості зв'язок між ямами слабшає, а самі міні-зони розщеплюються, утворюючи драбину Штарка (рис. 5.8, б). Просторову протяжність виникаючих станів можна оцінити, розглядаючи існування міні-зон як зручне наближення. Граничні значення таких міні-зон повинні «згинатися» в електричному полі, внаслідок дії складової qFz у виразі для потенціальної енергії електростатичної взаємодії. У квазікласичному наближенні можна вважати, що кінетична енергія електрона може лежати тільки у діапазоні енергій міні-зони, що визначає просторові обмеження області розташування енергетичних рівнів даного електрона. Границі цієї області визначаються тими значеннями координати z , при яких

рівні пересікаються з границями міні-зони. Відстань між двома такими точками пересікання дорівнює [1]

$$\lambda = \frac{\Delta E}{qr}. \quad (5.13)$$

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

$$\varpi = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{qFd}{\hbar}, \quad (5.14)$$

де d – період надгратки. Кутова частота ϖ отримала назву частоти Блоха. Її значення можуть досягати терагерцового діапазону. Факт існування блохівських осциляцій у напівпровідникових надгратках експериментально було підтверджено оптичними вимірюваннями [1].

Підсумовуючи матеріал цього розділу 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, тому такі пристрої потребують серйозного доопрацювання для впровадження у виробництво.

Контрольні питання

1. Поясніть поняття «локалізовані» стани у квантових ямах?
2. Чому поглинання фотонів відбувається при більш високих енергіях для двовимірних систем, ніж для тривимірних систем?
3. Внаслідок чого у двовимірних системах енергія зв'язку екситонів значно зростає в порівнянні з тривимірними системами?
4. Чим відрізняються оптичні властивості надграток від квантових ям?
5. Які ефекти спостерігаються у квантових точках і як їх можна пояснити з фізичної точки зору?
6. Поясніть які електрооптичні ефекти спостерігаються у квантових точках?
7. Які процеси виникають у надгратках при дії електричного поля?
8. Які параметри надгратки визначають частоту коливань Блоха?

Література

1. Мартинес–Дуарт Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Дж. М. Мартинес–Дуарт, Р. Дж. Мартин–Палма, Ф. Агулло–Руеда. – М. : Техносфера, 2007. – 368 с.
2. Щука А. А. Нанoeлектроника / Щука А. А. – М. : Техносфера, 2007. – 464 с.
3. Ткалич В. Л. Физические основы нанoeлектроники / Ткалич В. Л., Макеева А. В., Оборина Е. Е. – СПб. : СПбГУ НТМО, 2011. – 83 с.
4. Парфенов В. В. Квантово – размерные структуры в электронике: оптоэлектроника / В. В. Парфенов. – Казань. КГУ, 2007. – 16 с.
5. Пул Ч. Нанотехнологии / Ч. Пул, Ф. Оуэн. – М. : Техносфера, 2010. – 336 с.
6. Шик Ф.Я. Физика низкоразмерных систем / Шик Ф. Я., Букуева Л. Г., Мусихин С. Ф., Рыков С. А. – М. : Наука, 2001. – 160 с.

6 ІНСТРУМЕНТИ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ НАНОСТРУКТУР

Одним з головних факторів, який ініціював революцію у нанонауці, 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 IBM у 1980 роках. Ідея дуже проста: якщо провести пальцем по поверхні, то легко відрізнити стан поверхні, наприклад, гладеньку поверхню золотого кільця від поверхні кори дерева. Дана ідея покладена в основу скануючого мікроскопа, який є одним з розповсюджених скануючих зондів.

При вимірюванні за допомогою скануючого зонда він ковзає по поверхні також 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 вводиться кінчиком 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 р.

6.1 Методи дослідження наноструктур

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

На теперішній час існує багато різноманітних методів діагностики, методик дослідження фізико-хімічних характеристик твердотільних наноструктур [1-5]. Для цих цілей широко використовується рентгеновська спектроскопія і дифракція, оже-спектроскопія, нейтронографія, магнітно-ядерний резонанс та інші. Значний прорив у дослідженні мікроскопічного стану речовини пов'язано з винаходом скануючих зондів.

Одним з прикладів скануючого зонду є тунельний скануючий мікроскоп (СТМ) [1]. Принцип роботи СТМ ґрунтується на тунелюванні електронів через вакуумний бар'єр (рис. 6.1). 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. Це означає, що при зростанні відстані лише на 0,1 нм тунельний струм зменшується майже у 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 потрібною роздільною здатністю.

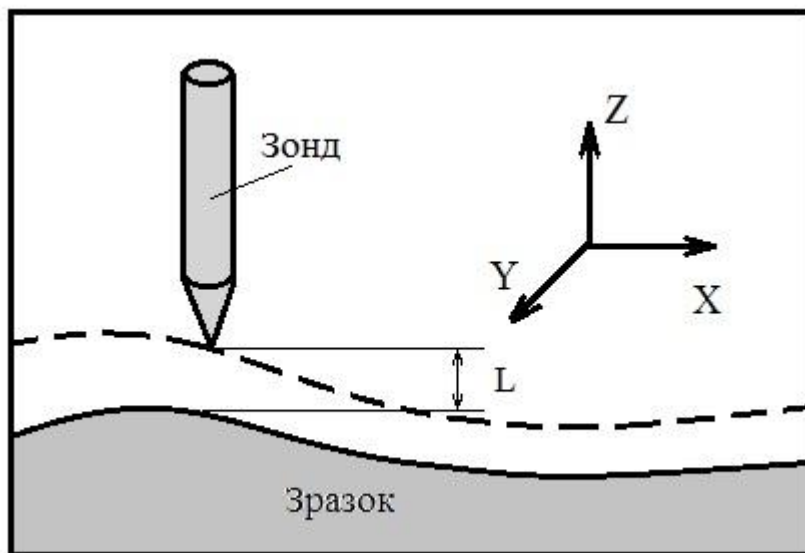


Рисунок 6.1 – Принцип роботи скануючого тунельного мікроскопа

Існує два типи конструкції скануючого тунельного мікроскопа в залежності від режиму сканування зразка. У режимі постійної висоти вістря голки переміщується в горизонтальній площині над зразком, а струм тунелювання при цьому змінюється (рис. 6.2, а).

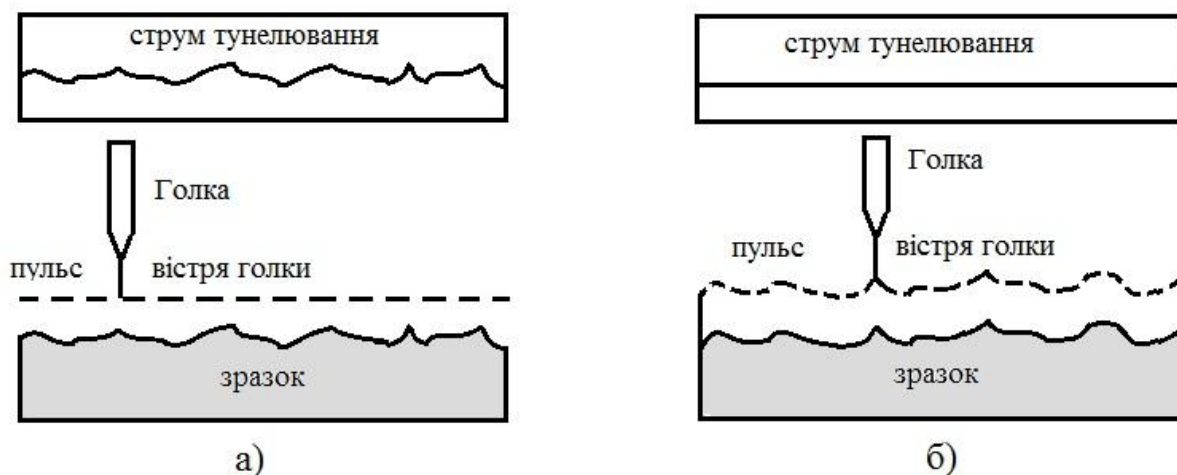


Рисунок 6.2 – Режими роботи скануючого тунельного мікроскопа: змінний тунельний струм (а); постійний тунельний струм (б)

Виходячи з даних про величину струму тунелювання, яка виміряна у кожній точці поверхні, будується образ її рельєфу. У режимі постійного

струму в СТМ працює система зворотного зв'язку для підтримки постійної величини струму тунелювання шляхом зміни висоти скануючого пристрою над поверхнею у кожній її точці (рис. 6.2, б). Кожний режим має свої переваги та недоліки. Режим постійної висоти більш швидкий, оскільки система не повинна пересувати скануючий пристрій угору та вниз, проте у цьому випадку можна отримати корисну інформацію тільки 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 тисячних часток нанометра. У більшості випадків механічний маніпулятор виготовляють з п'єзокерамічного матеріалу. Використання СТМ дозволяє досліджувати окремі атоми і молекули, спостерігати процеси перебудови поверхні на атомному рівні. СТМ використовується для створення штучних поверхневих структур з допомогою переміщення атомів з вістря на поверхню.

Проте скануючий тунельний мікроскоп має ряд обмежень. Робота мікроскопа основана на тунельному проходженні струму, тому він може застосовуватися для вивчення матеріалів, які добре проводять струм.

6.2 Атомно-силовий мікроскоп

Наступним більш досконалим пристроєм із вивчення наноструктур було створення у 1986 р. в лабораторії фірми ІВМ атомно-силового мікроскопа (АСМ) [1]. Цей мікроскоп також дозволяє вивчати поверхні з атомною точністю, проте він не потребує електропровідних досліджуваних поверхонь. На теперішній час він являє найбільший інтерес для дослідників наноструктур.

Принцип дії атомно-силового і тунельного мікроскопів практично однакові, але на відміну від тунельного, атомно-силовий мікроскоп працює при використанні міжатомних зв'язків. На малих відстанях (біля 0,1 нм) між атомами двох тіл діють сили відштовхування (рис. 6.3, а), а на більших – сили протягування (рис. 6.3, б). Ці сили урівноважуються на відстані між атомами біля 0,2 нм.

В скануючому атомно-силовому мікроскопі такими тілами слугують досліджувана поверхня і ковзне над нею вістря. 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.

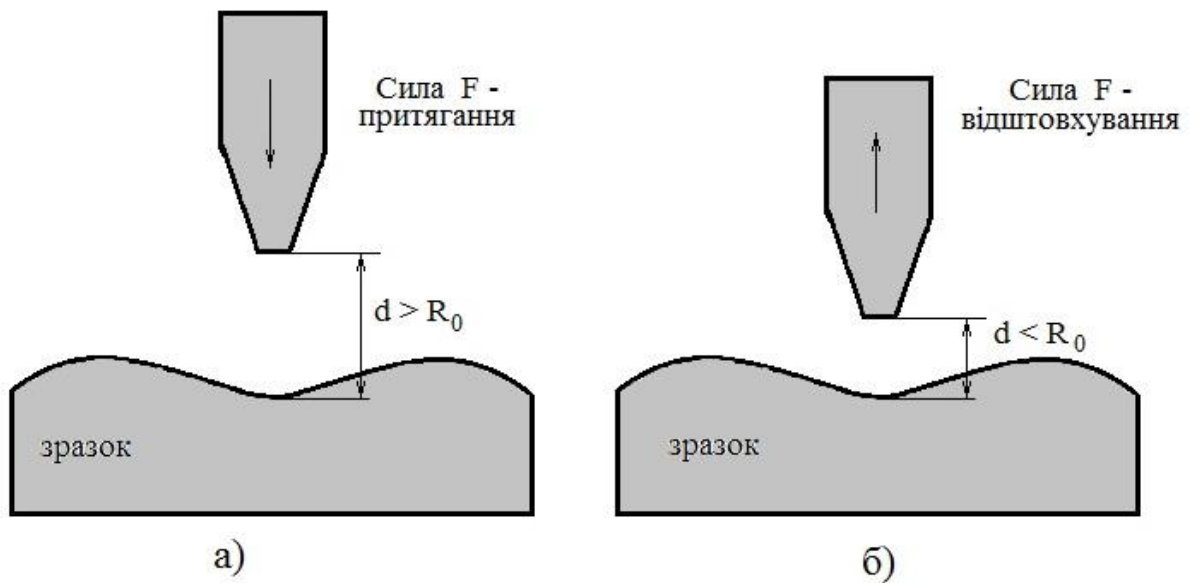


Рисунок 6.3 – Принцип дії атомно-силового мікроскопа: сила притягання (а); сила відштовхування (б)

В атомно-силовому мікроскопі (АСМ), як і в СТМ, сканування поверхні може відбуватися двома шляхами: сканування кантилевером (держач зонда) і сканування підкладкою. В першому випадку уздовж досліджуваної поверхні рухається кантилевер, у другому відносно нерухомого кантилевера рухається сама підкладка. Оскільки АСМ не потребує, щоб зразки були провідними, він дозволяє досліджувати властивості провідників та ізоляторів, молекул ДНК та інших м'яких матеріалів.

В подальшому при розвитку зондової мікроскопії показано, що викладений принцип може бути реалізовано для будь-якої взаємодії вістря зонда з поверхнею. Це привело до створення цілого ряду різних мікроскопів, які мають загальну назву – скануючі зондові мікроскопи (СЗМ). На теперішній день відомі такі їх різновиди: тунельні зонди, атомно-силові зонди, оптичні зонди ближнього поля, магнітні силові зонди, електростатичні силові зонди та інші.

Кожна конструкція скануючого зондового мікроскопа має свої особливості. Проте загальна схема залишається більш-менш однаковою. У склад СЗМ звичайно 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 і т. п.), для того щоб проаналізувати досліджувану картину поверхні. На теперішній день СЗМ є основним інструментом досліджень наноматеріалів. Завдяки значним удосконаленням, вони дозволяють вивчати не тільки топологію (геометричні особливості) досліджуваних об'єктів, але і значну кількість інших характеристик: магнітні та електричні властивості, твердість, одно-

рідність складу та інші, при тому все це робиться з нанометровим розділенням.

Окрім визначення різних параметрів, сучасні СЗМ дозволяють маніпулювати нанооб'єктами, забезпечувати захоплення окремих атомів і перенесення їх у нову позицію, проводити атомарне складання провідників шириною в один атом, створюючи поверхням різних предметів нові потрібні якості. Як приклад на рис. 6.4 наведено будівництво «квантового загону», яким є коло радіуса 7,1 нм, що складається з 48 атомів заліза на поверхні міді.

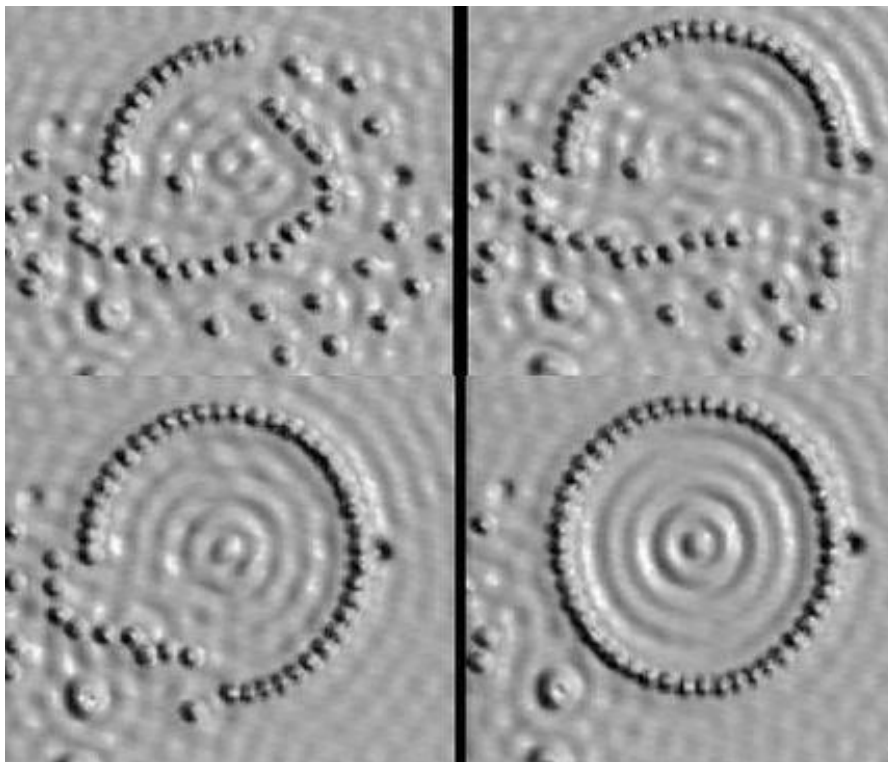


Рисунок 6.4 – Набір послідовностей СТМ зображень, які ілюструють процес формування "квантового загону" з 48 атомів Fe, які адсорбовані на поверхні Cu (111) [6]

Квантовий загін діє як двовимірна яма циліндричної форми для електронів поверхні. Хвилі у вигляді кола, що видно на СТМ зображенні, являють собою стоячі хвилі, існування яких завбачає розв'язок рівняння Шредінгера для таких граничних умов. Проте слід зазначити, що для формування такої відносно простої наноструктури потребуються години кропіткої роботи оператора СТМ. Цей метод зовсім не підходить для промислового виробництва інтегральних схем, де кількість елементів рахується мільйонами і більше.

Контрольні питання

1. Поясніть принцип роботи тунельного скануючого мікроскопа у режимі постійної висоти вістря.
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 в порівнянні з тунельним скануючим мікроскопом?
7. Розкажіть які існують різновиди скануючих зондових мікроскопів.
8. Які характеристики наноб'єктів можна вивчати за допомогою сучасних скануючих зондових мікроскопів?

Література

1. Бинниг Г. Сканирующая туннельная микроскопия – от рождения к юности. Нобелевские лекции по физике / Г. Бинниг, Г. Рорер. УФН, т.154, вып.2, 1988, – С.261 – 278.
2. Молодкин В. Б. Дифрактометрия наноразмерных дефектов и гетерослоев кристаллов / В. Б. Молодкин, А. И. Низкова, А. П. Шпак и др. – Киев : Академперіодика, 2005. – 362 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. Азаренков Н. А. Основы нанотехнологий и наноматериалов / Азаренков Н. А., Вережкин А. А., Ковтун Г. П.. – Харьков : ХНУ им. В.М. Каразина, 2009. – 69 с.

7 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 у елементарній комірці, оскільки всю ґратку можна побудувати шляхом багаторазового повторення цієї елементарної комірки.

7.1 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 нових фундаментальних знань про речовину, але і можливостями їх практичного використання [1-5]. 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 540 і більше. Молекула C_{60} має найкращу симетричну форму з усіх відомих до теперішнього часу. Вона складається з шестидесяти атомів вуглецю, які розташовані на сферичній поверхні з діаметром приблизно 1 нм (рис. 7.1).

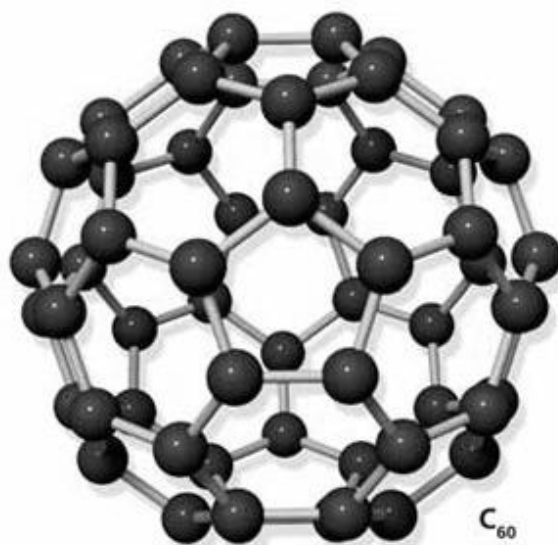


Рисунок 7.1 – Молекула фулерена C_{60}

З рис. 7.1 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} атоми вуглецю пов'язані між собою ковалентним зв'язком. З рис. 7.1 видно, що кожний атом вуглецю у молекулі C_{60} зв'язаний з трьома іншими 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'ятикратною симетрією (пентагони), що заборонено природою для неорганічних молекул. Фактично молекула фулерена є органічною молекулою, проте сам фулерен являє собою молекулярний кристал, який є зв'язувальною ланкою між органічною та неорганічною матерією.

Ідея про можливість існування високосиметричних молекул вуглецю була висунута давно, проте тільки 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. Свою назву молекула фулерена отримала від прізвища архітектора Б. Фуллера, який використовував в архітектурі півсфери з пентагонів і гексагонів. У 1990 році групі вчених під керівництвом Д. Хоффмана вдалось синтезувати твердий фулерен у вигляді монокристалів.

Процес синтезу кристалічного фулерена відбувається у дуговому розряді з використанням графітових електродів в атмосфері гелію. При цьому формується сажа, яку потім розчиняють у бензолі або толуолі. З цього розчину виділяють у чистому вигляді 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 промисловим матеріалом.

При певних умовах молекули C_{60} вибудовуються у просторі, розташовуючись у вузлах кристалічної ґратки. Твердофазні структури, які утворені на основі молекул фулерена, отримали назву фулеритів. Кристал фулерита C_{60} має кубічну структуру з ГЦК-ґраткою, стала ґратки дорівнює 1,42 нм з щільністю $1,65 \pm 0,03$ г/см³. Речовина стійка на повітрі, не плавиться і не розпадається до 360 °С, після чого починає сублимувати. На рис. 7.2 подана кристалічна ґратка C_{60} . Молекули C_{60} у кристалі пов'язані між собою силами Ван-дер-Ваальса.

При кімнатній температурі центри молекул утворюють регулярну 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 фулерита. При температурах менше 260 К структура має кубічну гратку.

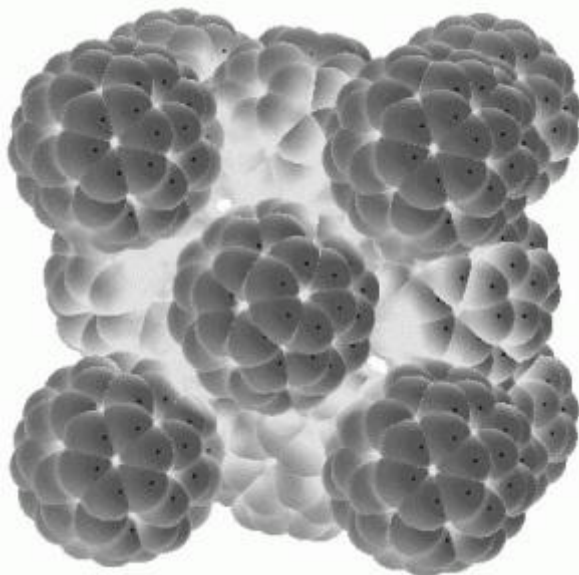


Рисунок 7.2 – Кристалічна гратка C_{60}

Елементарна комірка гранецентрованої кубічної (ГЦК) гратки фулерита складається з 8 тетраедричних та 4 октаедричних порожнин, тобто міжвузловин. Порожнини займають 26 % елементарної комірки в ГЦК-структурі фулерита, тому атоми металів, в першу чергу лужних та лужноземельних з малим атомним радіусом легко розташовуються у міжвузловинах поміж сферичними молекулами речовини. Октаедричні міжвузловини більші за об'ємом тетраедричних, тому атоми металів в першу чергу займають їх. Якщо заповнені тільки октаедричні порожнини, то утворюється новий полімерний матеріал M_1C_{60} , де М – атом метала. Якщо заповнюються усі порожнини, тобто і тетраедричні, 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} [3, 4]. Фулери-ти з вбудованими атомами металів, такі як M_1C_{60} , M_3C_{60} , M_6C_{60} , отримали назву фулеридів. Фулери-ди фіксуються як стійкі комплекси MC_{60} , при цьому $M = Na, K, Cs, Sr, Ba, La, Li$ та інші. Атом метала може розташовуватися як всередині, так і поза нею, а також може бути вбудований у структуру вуглецевого каркаса.

Внаслідок легування фулери-ти C_{60} можуть бути напівпровідниками з n- і p-типом провідності або мати металічні властивості. Чистий фулерен при кімнатній температурі є ізолятором з величиною забороненої зони більш ніж 2 еВ або власним напівпровідником з дуже низькою провідністю. Фулери-ди лужних металів, у яких склад M_3C_{60} ($M = K, Rb, Cs$) мають не тільки

металічні, але і надпровідні властивості, що є унікальним явищем для тривимірних органічних сполук.

Максимальна температура надпровідного переходу T_C для фулеридів лужних металів трохи вище 30 К, проте для складної сполуки Rb-Ti-C₆₀ вона перевищує 40 К, проте 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 напрямками, 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 C₆₀ терадиметиламіноетиленом (ТДАЕ). Фулерид C₆₀-ТДАЕ виявився м'яким феромагнетиком з температурою Кюрі, яка дорівнювала 16 К [4]. Магнітні властивості виявлено і в другому фулериді, який отримано при легуванні фулерена C₆₀ сумішшю бору та йоду у рівних пропорціях. Слід підкреслити, що ці явища ще не досить досліджені і чекають свого вирішення.

7.2. Вуглецеві нанотрубки

Відкриття фулеренів стимулювало подальші дослідження у цьому напрямку, які привели до винаходу нового класу вуглецевих утворень, так званих вуглецевих нанотрубок [1,2,5]. 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 поперекових розмірів отримали назву нанотрубок. Кінці нанотрубок мають звуження у вигляді півсферичної 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 фізико-хімічні характеристики.

Вуглецеві нанотрубки були відкриті у 1991 році японським дослідником С. Іджимою при вивченні осаду сажі, яка утворювалась при розпилюванні вуглецю в електричній дузі. Існують три основні методи отримання ВНТ: електродугове розпилювання вуглецю, абляція вуглецю за допомогою лазерного опромінення, каталітичний розклад вуглеводнів. Засіб отримання ВНТ електродуговим розпиленням вуглецю є порівняно простим і тому найбільш розповсюдженим. Схема установки електродугового розпилення вуглецю для отримання нанотрубок подано на рис. 7.3.

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

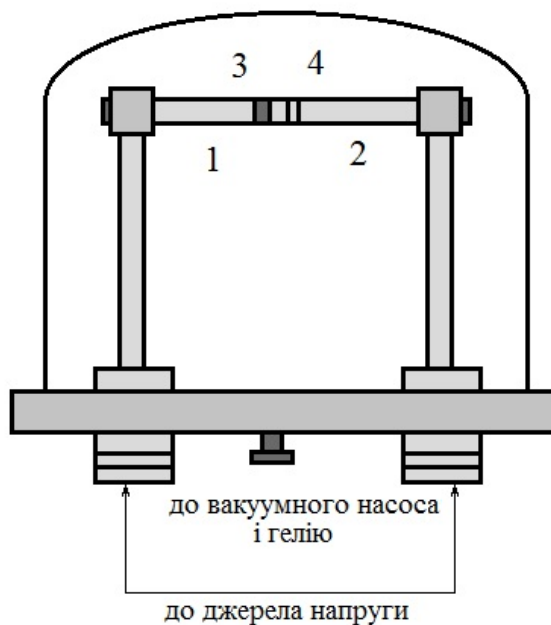


Рисунок 7.3 – Принципова схема установки для отримання вуглецевих нанотрубок електродуговим розпиленням графіта: 1 – катод; 2– анод; 3– шар оксиду; 4 – плазма дуги

За своєю структурою нанотрубки можуть бути одношаровими і багатошаровими. Ідеальна одношарова нанотрубка утворюється шляхом згортання площини вуглецю, яка складається з правильних шестикутників, у циліндричну поверхню. Результат згортання залежить від кута орієнтації вуглецевої площини відносно осі нанотрубки. Взаємна орієнтація гексагональної сітки вуглецю і поздовжньої осі нанотрубки визначає важливу структурну характеристика нанотрубки, яка отримала назву хіральності. Хіральність характеризується двома цілими числами (n , m), які визначають взаємне розташування шестикутних сіток. На рис. 7.4 подано декілька можливих структур нанотрубок, які утворені згортанням вуглецевого листа навколо різних осей.

Особливе місце серед одношарових нанотрубок займають кресельні нанотрубки з хіральністю (10, 10). Такі нанотрубки повинні мати металічний зв'язок. Багатошарові структури мають велику різноманітність форм як в поперековому, так і в поздовжньому напрямках. Можливі різновиди поперекової структури багатошарових нанотрубок подано на рис. 7.4.

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 нанотрубки складає 0,7 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.

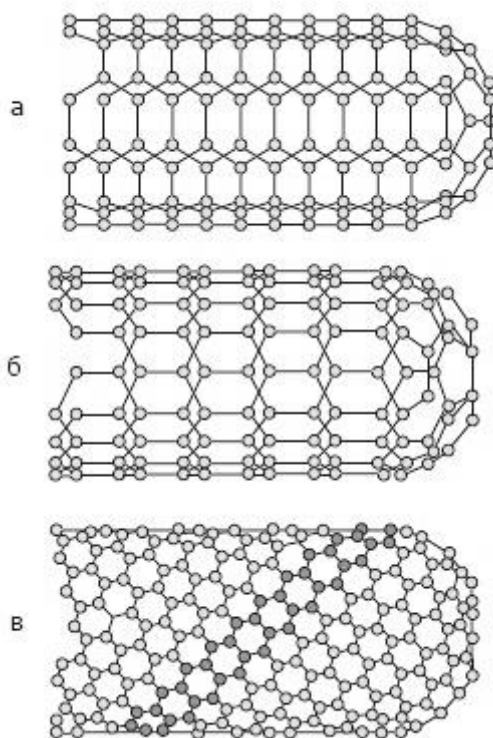


Рисунок 7.4 – Структури нанотрубок

Для ВНТ встановлено однозначний зв'язок між структурою і провідними властивостями. Це є наслідком залежності електронної структури нанотрубки 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 її геометричними параметрами – діаметром і хіральністю, тобто кутом орієнтації вуглецевої поверхні відносно осі трубки. Згідно з оцінками вони можуть пропускати щільність струму $\sim 10^9$ А/см², в той час, як мідний провід виходить з ладу при щільності струму $\sim 10^6$ А/см². 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 про-

відності трубки. Таке явище може бути покладено для створення перетворювачів механічного сигналу в електричний і навпаки. Слід відзначити аномально високі механічні і адсорбційні характеристики вуглецевих нанотрубок.

7.3 Нанорозмірні гетероструктури

Напівпровідникові гетероструктури є основою фундаментальних досліджень фізичних процесів та відкриттю нових явищ в нанофізиці, вони також є базою створення багатьох мікроелектронних приладів [2, 5]. Гетероструктура являє собою контакт двох напівпровідників, які мають різний хімічний склад і фізичні властивості. Головний елемент гетероструктури є гетероперехід, який являє собою контакт двох хімічно різних матеріалів, при якому одна 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- і наноелектроніки.

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 носіїв заряду обмежено 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 носіїв заряду обмежений у двох напрямках і носії заряду вважаються одновимірними. 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 «надатомом». Розміри квантових точок мають порядок декількох нанометрів. Квантова точка має один або декілька вільних електронів. Квантові точки 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 масивного арсеніду галію $E_g=1,52$ еВ, для квантової точки з 933 молекул арсеніду галію $E_g=2,8$ еВ, а для квантової точки того ж матеріалу, яка 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 властивостей тривимірних систем. У двовимірному електронному газі було відкрито цілочисловий та дробовий ефект Холла. В одновимірних напівпровідниках провідність квантується при відсутності магнітного поля і без врахування міжелектронної 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-гідридна 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, однофотонних приймачів і генераторів, пристроїв надщільного запису інформації, наномеханіки.

7.4 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 народилися і отримали вищу 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 [1]. Графен не має забороненої зони скінченної ширини, хоча інші матеріали мають ши-

рину забороненої зони 1–2 еВ, при цьому енергія електрона є лінійною функцією його імпульсу у двовимірному шарі, проте вона пропорційна квадрату імпульсу в усіх других квазідвовимірних матеріалах. 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, поділений на 300, незалежно від напрямлення їх імпульсу, при цьому ведуть себе подібно до фотонів 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 в 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 розташований 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 других матеріалів, де провідність наближається до нуля із зростанням хаосу. При проведенні експериментальних досліджень власних електронних властивостей графена поблизу точки Дірака, графен підвішували, щоб уникнути впливу підкладки. Забруднюючі речовини усувалися тепловим віджигом. В графені, який було підвішено на золотих або титанових електродах над SiO_2 -підкладкою, мінімальна провідність наближалась до мінімального теоретичного значення $4q^2/h$ при низьких температурах. Перехід між станами з високою і низькою провідністю в залежності від напруги стає дуже різкою функцією, а щільність станів в точці Дірака зменшується до 10^{10} електронів на см^2 . Рухливість електронів у підвішеному графені складає $10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, 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 таке фулерени і яка будова молекули фулерена C_{60} .
2. Яка технологія отримання фулеренів?
3. Яку структуру мають кристали фулеритів?
4. При якій температурі відбувається фазовий перехід першого роду для молекул фулеріта C_{60} ?
5. Яка технологія отримання фулерідів?
6. Якими металами легуються фулеріди для отримання надпровідних характеристик?
7. Поясніть будову вуглецевих нанотрубок.

8. Які технологічні методи створення вуглецевих нанотрубок?
9. Що таке хіральність одношарових вуглецевих нанотрубок?
10. Чим визначаються провідні і надпровідні характеристики вуглецевих нанотрубок?
11. Яку густину струму можуть пропускати вуглецеві нанотрубки в порівнянні з мідним проводом?
12. Що уявляє собою нанорозмірна гетероструктура?
13. Які характеристики матеріалу стрибкоподібно змінюються на гетеро-переході?
14. Хто першим відкрив новий перспективний наноструктурний матеріал, який отримав назву графена?
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 / Н. А. Азаренков, А. А. Вервкин, Г. П. Ковтун. ХНУ им. В. Н. Каразина. – Харьков, 2009. – 69 с.
3. Осипьян Ю. А. Фуллерены – новые вещества для современной техники / Ю. А. Осипьян, В. В. Кредер. Металловедение, № 1, 1997. – С.2 – 6.
4. Мастеров В. Ф. Физические свойства фуллеренов / В. Ф. Мастеров. Соревский образовательный журнал, 1997. № 1, – С.92 – 99.
5. Пул Ч. Нанотехнологии / Ч. Пул, Ф. Оуэн. Пер. с англ. Под ред. Ю. И. Головина. – М. : Техносфера, 2006. – 336 с.

8 МІКРОЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ НА НАНОСТРУКТУРАХ

Мікроелектроніка, яка досягла високого ступеня інтеграції на основі сучасної кремнійової технології, підійшла до своєї межі, що диктується, з одного боку, її технологічними труднощами, а з другого боку, фундаментальними законами природи. Тому подальший розвиток мікроелектроніки, яка потужно переходить у наноелектроніку, пов'язаний зі створенням нанотранзисторів, в основу роботи яких покладено квантово-розмірні ефекти, які спостерігаються в старих і новітніх напівпровідникових наноматеріалах у нанометровому масштабі. Транзистор є основним елементом інтегральних схем, тому можна сподіватись, що він і надалі буде основним елементом і наноелектронних схем. В цій главі розглянуто принципи роботи мікроелектронних приладів на базі нанотранзисторів.

8.1 Модуляційно-леговані польові транзистори (MODFET)

Існування квантової ями дуже малих розмірів, яка сформована у гетеропереходах структури AlGaAs-GaAs, приводить до квантування рівней 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 1980-х років почали створюватись польові транзистори з високою рухливістю носіїв заряду (HEMT), які інколи називають польовими транзисторами з модульованим легуванням (MODFET), оскільки в них використовується модульовано-леговані гетеропереходи.

Модульовано-леговані польові транзистори (MODFET), які мають високі технічні параметри, що досягнуті при використанні квантової поведінки електронів, які локалізовані у нанометрових квантових ямах з розмірами меншими, ніж довжина хвилі де Бройля [1–3].

Польові транзистори на гетероструктурах мають шарову структуру, яка дозволяє створювати двовимірний електронний газ з високою рухливістю. На рис. 8.1, а схематично подано переріз модульовано-легованого польового транзистора [1].

Енергетична діаграма зони провідності у напрямку, перпендикулярному до структури, подана на рис. 8.1, б. Характерною особливістю транзисторів такого типу є квантова яма для електронів, яка утворена між нелегованим шаром напівпровідника AlGaAs і шаром звичайного, нелегованого GaAs. Квантова яма в такій структурі утворюється на поверхні поділу, тому що ширина забороненої зони AlGaAs ($E_g = 2$ eV) значно переви-

щуче ширину забороненої зони у GaAs ($E_g=1,41\text{eV}$). Ширина такої трикутної квантової ями складає біля 8 нм, тобто є настільки тонкою, що електронний газ утворює двовимірну систему. На рис. 8.1, б показано тільки один енергетичний рівень. Прошарок з нелегованого AlGaAs вводиться у структуру для того, щоб ще більше віддалити провідний канал від шару AlGaAs n-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 \AA .

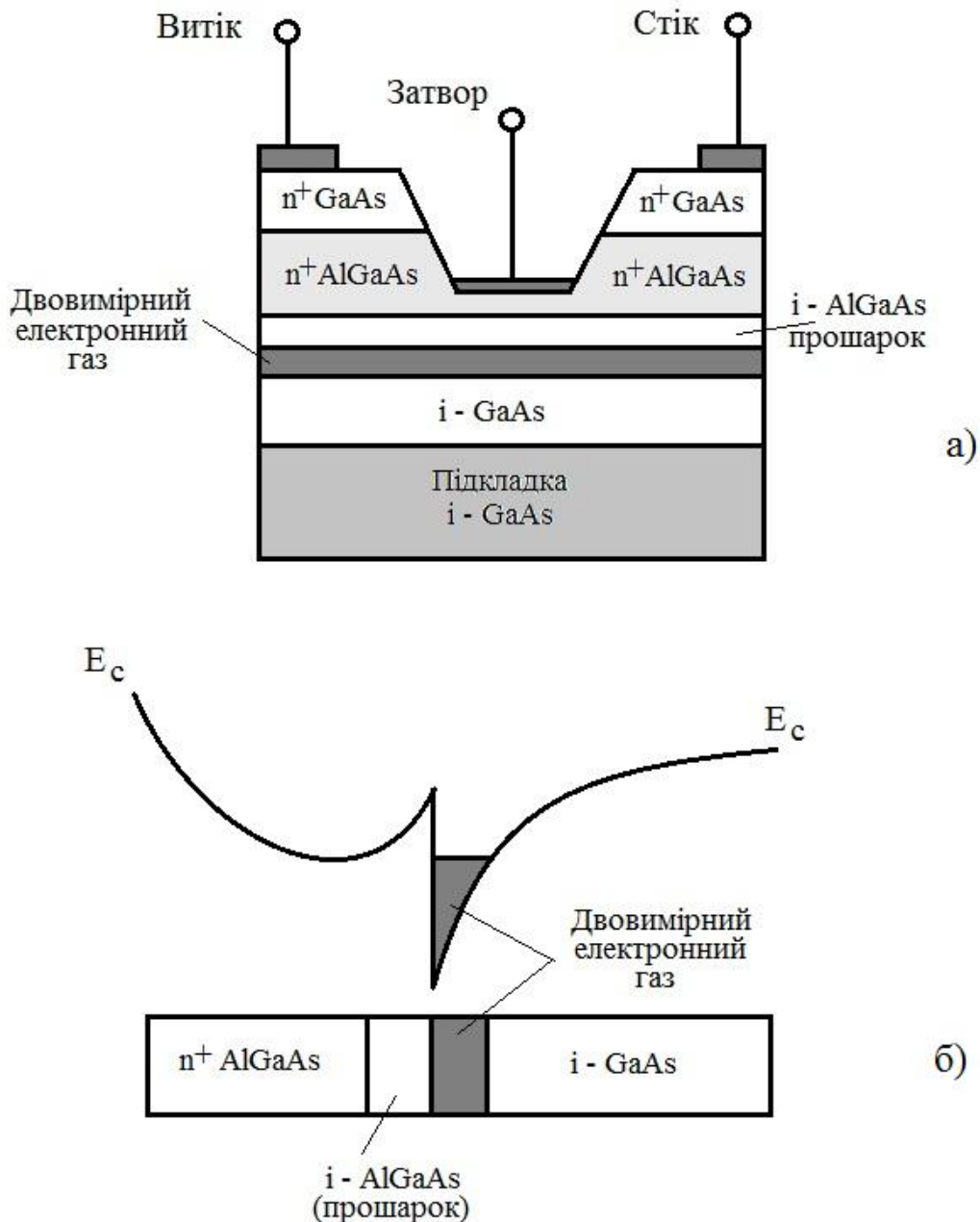


Рисунок 8.1 – Структура модульовано-легованого польового транзистора (а); схематична будова зони провідності в напрямку, перпендикулярному до поділу структури (б)

Структура MODFET на рис. 8.1 дуже схожа на польові МДН-транзистори, у яких потенціальна яма для електронного каналу також розташовувалась на поверхні поділу структури Si – SiO₂. Звичайний режим роботи польових транзисторів з високою рухливістю носіїв заряду (HEMT) схожий на режим польових МДН-транзисторів, у яких потік електронів рухається від витoku до стоку і модулюється під дією прикладеної напруги до затвора [4].

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 складає біля 100 ГГц, а рівень шумів дорівнює лише 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 виготовлені за МДН-технологією [4].

8.2 Біполярні транзистори на гетеропереходах (НВР)

Гетероперехідні біполярні транзистори повинні забезпечувати максимальне значення коефіцієнта підсилення β 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 величин β необхідно, щоб коефіцієнт передачі за струмом α і коефіцієнт інжекції емітера γ були максимально близькі до одиниці. Ці вимоги можна задовольнити при умові набагато 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} 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 γ . Шоклі запропонував виготовляти емітер біполярного транзистора на основі напівпровідників з більш широкою забороненою зоною, що повинно було зменшити кількість носіїв заряду, які інжектуються з базової області в область емітера.

На рис. 8.2, а, б показано різницю, яка виникає в зонній структурі n-p-n транзисторів з гомо- і гетеропереходами. Слід відмітити, що в гете-

ропереходах (рис. 8.2, б) ширина забороненої зони емітера перевищує ширину забороненої зони бази, внаслідок чого бар'єр для інжекції електронів з емітера в базу (qV_n) виявляється нижчим, ніж відповідне значення для дірок (qV_p), що приводить до значного підвищення коефіцієнта β [1, 5].

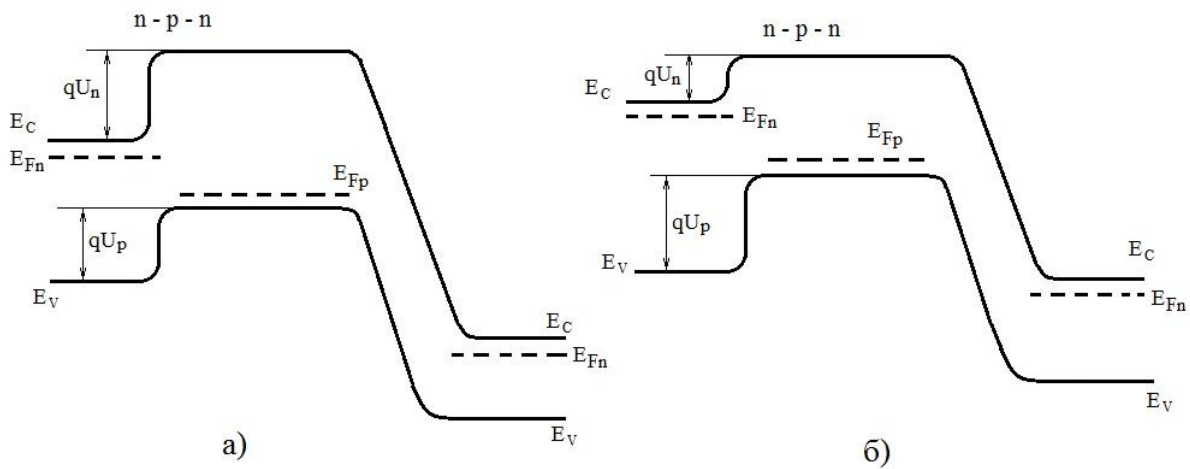


Рисунок 8.2 – Енергетична діаграма транзисторів з гомопереходами (а); енергетична діаграма гетероперехідного біполярного транзистора (б)

Навіть невелика зміна висоти бар'єра може дуже сильно впливати на процес інжекції, який описується квазіекспоненціальною залежністю від висоти бар'єра. Дійсно, величина коефіцієнта β пропорційна концентрації легуючих домішок в емітері і базі, а також складовій $\exp(\Delta E_g / kT)$, де ΔE_g – різниця між більшою шириною забороненої зони в емітері і меншою – у базі. При кімнатних температурах, коли $kT \sim 0,026 \text{ eV}$, невелика різниця у значеннях ΔE_g дозволяє значно змінити величину коефіцієнта β . Це дозволяє вважати, що на основі гетероперехідних біполярних транзисторів можна створювати транзистори 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 робочі характеристики гетероперехідних біполярних приладів.

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. 8.3, а). У такій системі створюється внутрішнє електричне поле, яке прискорює електрони при проходженні базової області і тим самим підвищує швидкодію транзисторів.

У випадку, коли область колектора такого транзистора також виготовлена з напівпровідника з широкою забороненою зоною, як показано на

рис. 8.3, б, значно зростає пробивна напруга переходу база-колектор. Окрім того, такі структури, які отримали назву двох гетероперехідних біполярних транзисторів (ДНВТ), дозволяють міняти місцями емітер і колектор, що розширює їх функціональні можливості [1].

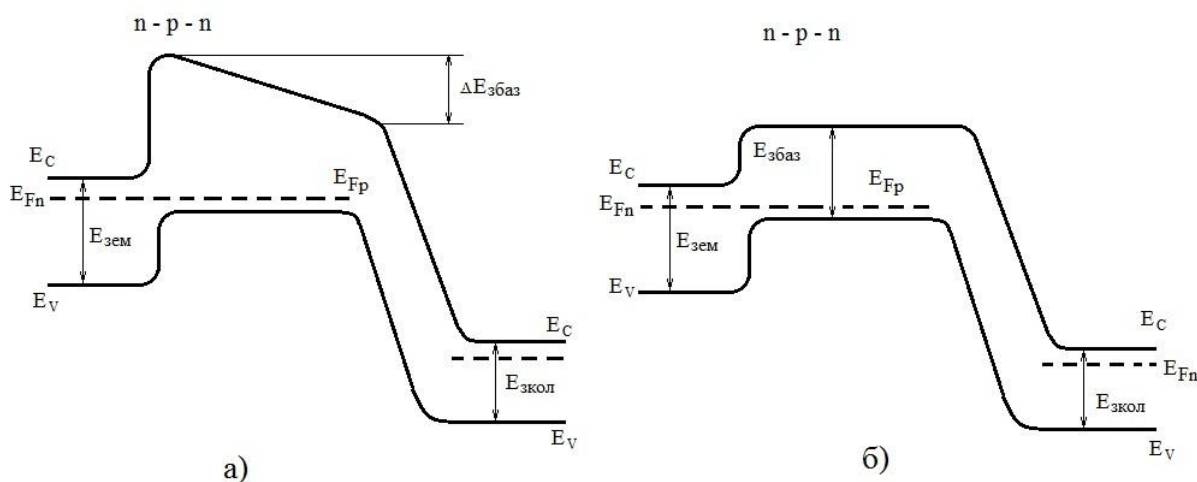


Рисунок 8.3 – Гетероперехідний біполярний транзистор з базою змінної ширини забороненої зони (а); подвійний гетероперехідний біполярний транзистор з широкою забороненою зоною напівпровідника в області емітера і колектора (б)

Гетероперехідні біполярні транзистори (НВТ) створюються на основі напівпровідникових сполук A^3B^5 , що обумовлено гарними характеристиками гетеропереходів в структурах $AlGaAs-GaAs$ і високою рухливістю електронів. Типові НВТ мають довжину бази біля 50 нм і є високолегованими (10^{19} см^{-3}), 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 вже почалось виробництво оптоелектронних інтегральних схем (ОЕІС), які включають в себе напівпровідникові лазери, що було неможливим у рамках звичайних кремнієвих технологій.

Другим перспективним напрямком створення гетероперехідних біполярних транзисторів є сплави 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 $Si-SiGe$ були розроблені у 1998 році, тобто значно пізніше приладів на основі сполук A^3B^5 . Це пояснюється тим, що не було розроблено технології епітаксійного вирощування сполук $SiGe$. Для виготовлення транзисторів на основі $Si-SiGe$ потрібно, 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 величини частоти відсічки пов'язані з використанням структур з стискальними 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 типу Ge_xSi_{1-x} . Нахил енергетичної зони, який виникає внаслідок зміни ширини забороненої зони уздовж базової області, створює дуже високі значення (~ 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].

8.3 Діоди з тунельним резонансом (RTD)

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 в 1957 році японським вченим Л. Есакі при дослідженні тунельних р-n переходів. В 1970 році він висловив думку, що такий же ефект можна спостерігати для струмів, що протікають через квантові ями. Проте тільки після розробки 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 спадну ділянку, що відповідає існуванню від'ємного диференціального опору, пов'язана з ефектом резонансного тунелювання. Цей ефект виникає при проходженні електричного струму через структуру з двох тонких бар'єрів, між якими розташована квантова яма. Вольт-амперна характеристика таких приладів схожа на характеристики звичайних тунельних діодів. На рис. 8.4, а схематично подано зону провідності для подвійного гетеропереходу з квантовою ямою між переходами. Вважається, що яма є дуже тонкою (5–10 нм), тому вона має лише один енергетичний рівень з енергією E_1 , який отримав назву резонансного рівня [1, 2, 6, 7].

Область ями складається з слабологованого GaAs, навколо якого розташовані шари AlGaAs з великою шириною забороненої зони. Зовнішні шари складаються з сильно легованого GaAs n-типу, який здійснює електричні контакти. Рівень Фермі розташований у зоні провідності n^+ GaAs на енергетичній відстані 5 кТ від дна зони провідності.

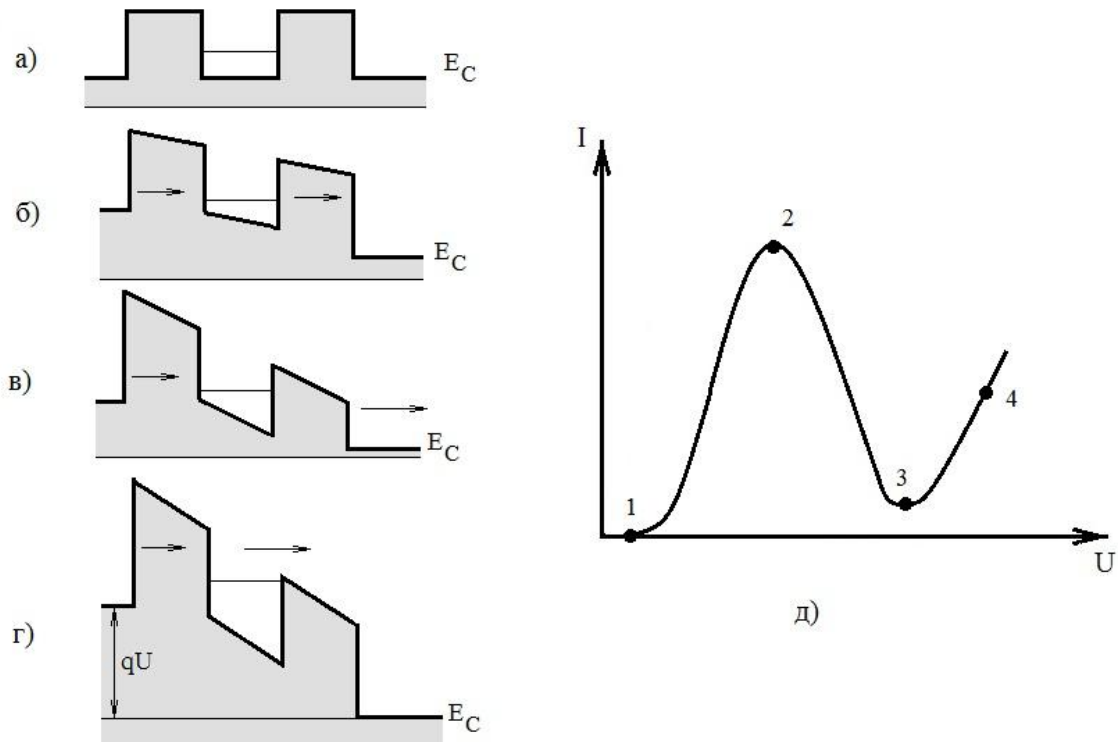


Рисунок 8.4 – Схематичне подання зони провідності резонансного тунельного діода: (а) – при відсутності зовнішньої напруги; (б – г) – при підвищенні прикладеної напруги; (д) – вольт-амперна характеристика структури

Розглянемо поведінку такої системи при підвищенні прикладеної напруги U , починаючи з нульового значення напруги. При невеликих прикладених напругах електрони будуть тунелювати з зони провідності n^+ 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. 8.4, д. При подальшому зростанні напруги до значень $2E_1/q$ енергія електронів в n^- GaAs в околі рівня Фермі збігається з резонансним рівнем E_1 електронів всередині квантової ями, як показано на рис. 8.4, б. Такий збіг 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 в структуру зліва, збуджує резонансний рівень електронів у ямі, що підвищує коефіцієнт проходження електронів. Це у свою чергу викли-

кає зростання струму через потенціальний бар'єр, що відповідає області точки 2 на вольт-амперній характеристиці (рис. 8.4, д). При подальшому зростанні напруги (рис. 8.4, в) резонансний рівень енергії у ямі розташований нижче рівня Фермі у n^+ GaAs, тому струм починає зменшуватися (область 3, рис. 8.4, д), внаслідок цього виникає ефект від'ємного диференційного опору, який відповідає спадаючій ділянці на вольт-амперній характеристиці на рис. 8.4, д у проміжку між точками 2 і 3. В подальшому струм починає зростати завдяки термоелектронній емісії через бар'єр (область 4 на рис. 8.4, г) і проміжок між точками 3 і 4 на вольт-амперній характеристиці.

Цей ефект 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 це відношення складає біля 5, проте при температурах рідкого азоту цей параметр значно зростає, майже у 2 рази. Еквівалентна схема діода з резонансним тунелюванням складається з паралельного з'єднання від'ємного опору і ємності діода, до яких послідовно підключено опір втрат. Зменшення ємності діода підвищує максимум робочої частоти. Діоди з резонансним тунелюванням виготовляються з низьколегованих напівпровідників, внаслідок цього виникає досить широка область просторового 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 1ТГц, оскільки мають мінімальний час прольоту електронів. Слід підкреслити, що RTD мають невелику величину вихідного імпедансу, а також невелику вихідну потужність, яка складає декілька міліват. Це пояснюється тим, що їх вихідна напруга менша за 0,3 В, внаслідок певних значень висоти бар'єрів і енергетичних рівнів у квантових ямах.

Діоди з резонансним тунелюванням 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, перемикальні пристрої і т. п.

8.4 Транзистори з резонансним тунелюванням (РТТ)

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 (РТТ) [1, 2]. 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 пристроїв дуже подібний на відповідній характеристиці діодів з резонансним тунелюванням (рис. 8.5, а). На рис. 8.5, б подано залежність струму колектора від напруги U_{KE} (колектор-емітер). Як видно з рисунку, вихідна вольт-амперна характеристика являє собою чергу областей з позитивною і негативною крутістю, перехід між якими регулюється зміною напруги між базою і емітером (U_{EB}).

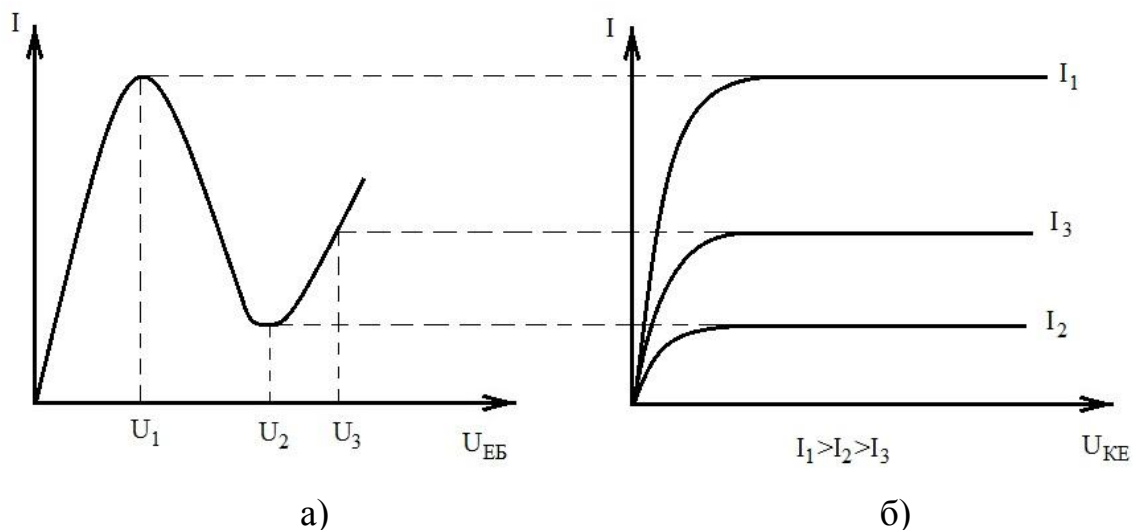


Рисунок 8.5 – Залежність струму колектора в транзисторі з резонансним тунелюванням від напруги база-емітер (а); від напруги колектор-емітер (б)

Діод з резонансним тунелюванням на основі гетероструктури може бути підключено між емітерною і базовою областями транзистора на гарячих електронах (НЕТ). 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. 8.6).

Підвищення напруги U_{EB} до значень, які відповідають резонансному тунелюванню, приводить до максимальної величини струму 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 ($\sim 1\text{meV}$), що приблизно на порядок перевищує відповідні параметри для транзисторів з високою рухливістю електронів (HEMT).

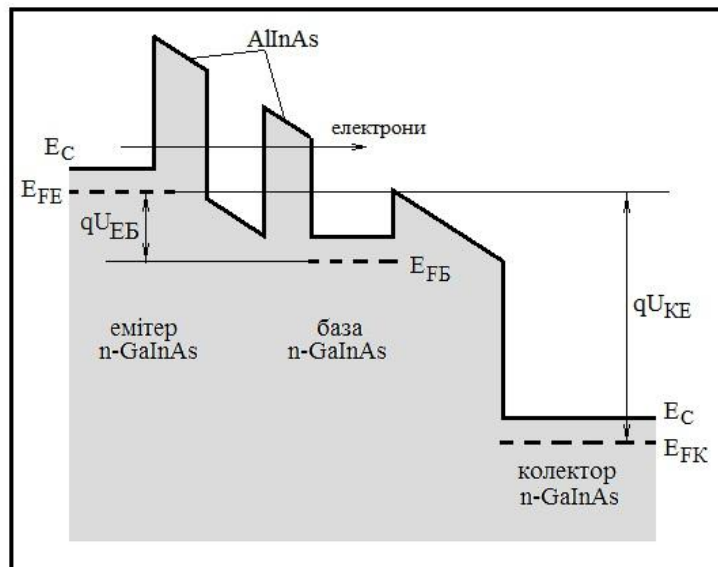


Рисунок 8.6 – Схематична діаграма енергетичних рівнів електронів в транзисторах з резонансним тунелюванням

На рис. 8.7 подано енергетичну діаграму біполярного транзистора AlGaAs-GaAs, у якому до виводу бази підключено діод з резонансним тунелюванням. Квантова яма між двома потенціальними бар'єрами діода виконує особливу роль, тому що вона має декілька квантових рівнів. Відповідно у колекторному струмі такого пристрою з'являються декілька піків, на відміну від одного піку для структури, що подано на рис. 8.4.

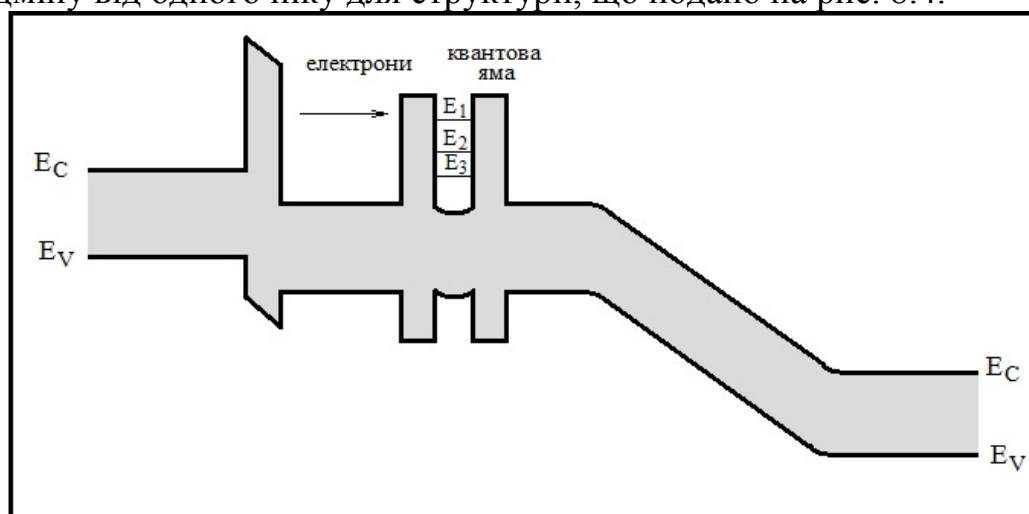


Рисунок 8.7 – Енергетична діаграма транзистора з резонансним тунелюванням з квантовою ямою у базовій області

Транзистори з резонансним тунелюванням (РТТ) дозволяють створювати багато нових пристроїв, 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 з 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 [1].

8.5 Транзистори на гарячих електронах (НЕТ)

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 E_K у зоні провідності дорівнює $3/2kT_E$, де T_E – температура електронів. З цього співвідношення витікає, що для двохвимірного 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 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, 2, 7].

Гетеропереходи між напівпровідниками з різною шириною забороненої зони дозволяють генерувати гарячі електрони, які мають значну кінетичну енергію, внаслідок розриву енергії ΔE_C зони провідності при переході від напівпровідника із широкою зоною до напівпровідника з вузькою зоною. В гетеропереходах на основі AlGaAs-GaAs величина ΔE_C змінюється від 0,2 до 0,3 еВ, що приблизно у 10 разів вище значення kT , яке дорівнює 0,026 еВ при кімнатних температурах, тому швидкість електронів складає 10^8 см/с. Окрім цього, пучок електронів, що пересікає область переходу, прискорюється під дією електричного поля і рухається перпендикулярно

до поверхні поділу. Цей ефект отримав назву інжекції електронів з гетеро-перехода, при цьому пучок електронів концентрується у вигляді конуса з кутовою апертурою біля 10° . 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 однакою для всіх електронів.

Ідея створення на цій основі транзисторів на гарячих електронах була запропонована ще на початку 60-х років, проте здійснити її стало можливим через декілька десятиліть, коли була розроблена технологія вирощування напівпровідникових структур з використанням молекулярно-пучкової епітаксії (МВЕ), що дозволило створювати високоякісні гетеро-переходи у системах AlGaAs-GaAs.

На рис. 8.8, а схематично подано типову структуру транзистора на гарячих електронах, яка складається з області емітера n^+ GaAs, дуже тонкого бар'єра AlGaAs (50 \AA), базової області GaAs (1000 \AA), другого тонкого бар'єра AlGaAs (біля 3000 \AA) і колектора з n^+ GaAs [1].

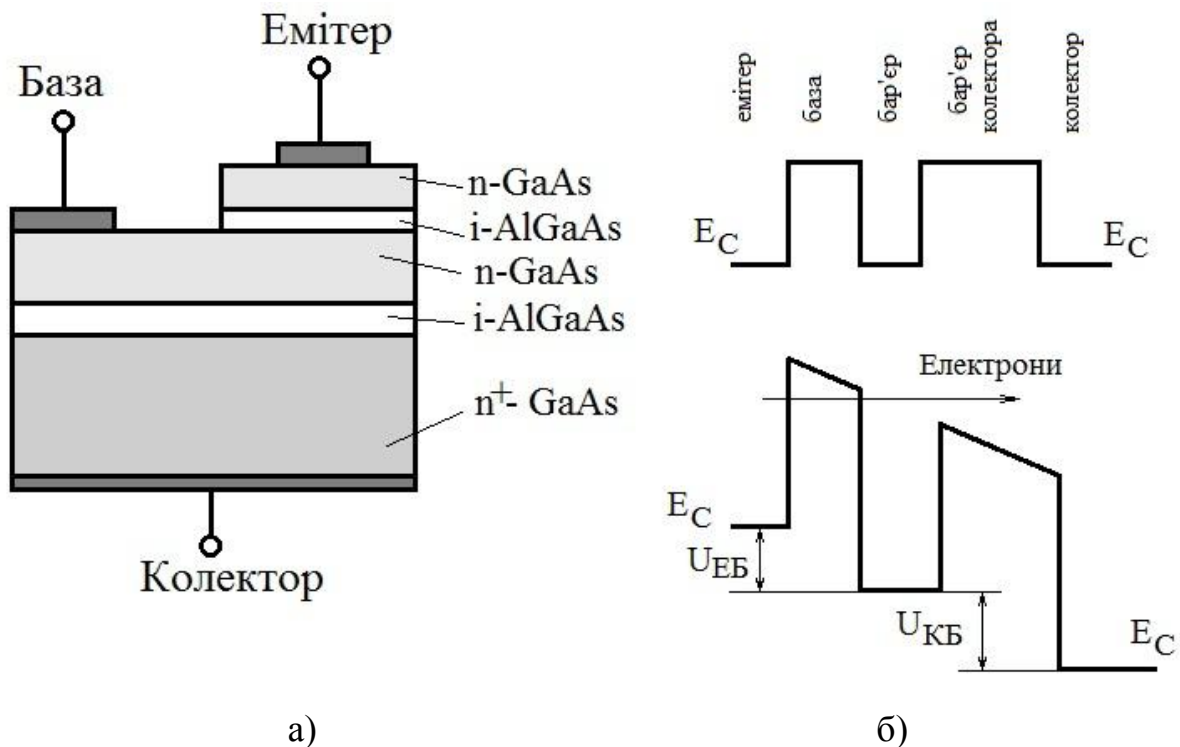


Рисунок 8.8 – Структура транзистора на гарячих електронах (а); енергетична діаграма для зони провідності при позитивній напрузі на колекторі (б)

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. 8.8, б). При цьому ефективна товщина бази може бути змінена різни-

цею напруг між емітером і базою U_{BE} . Швидкість інжекттованих електронів складає біля $5 \cdot 10^8$ см/с, що значно вища, ніж в будь-яких других типах транзисторів, при цьому електронний пучок зібрано у конус з кутом приблизно 6° . Коефіцієнт передачі за струмом у схемі із загальною базою α може досягати 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'єра колектора 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 приводить 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 транзистори з металевою базою (МВТ), у яких базова область сформована з матеріалу типу силіцида кобальта $CoSi_2$, який має високу провідність, подібну до металів, і хімічно сумісний з кремнійовою технологією. 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 при більш високих частотах.

На рис. 8.9 схематично представлено особливості двох найбільш відомих структур транзисторів на гарячих електронах [1]. З лівої сторони (рис. 8.9, а) подано енергетичну діаграму транзистора з гетероструктурою типу метал-оксид-метал-оксид-метал при позитивному зміщенні між електродами емітер-база і база-колектор. З правої сторони подано більш просту енергетичну діаграму транзистора з металевою базою (рис. 8.9, б). Транзистор утворено на основі гетероструктури $Si-CoSi_2-Si$, в якій перший перехід Шоттки зміщено у прямому напрямку.

Внаслідок цього електрони можуть подолати емітерний бар'єр за рахунок термоелектронного ефекту. Область бази зроблено з $CoSi_2$, який добре суміщається з параметрами ґратки кремнію, що забезпечує високу якість поверхней 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 [1, 2, 3, 7].

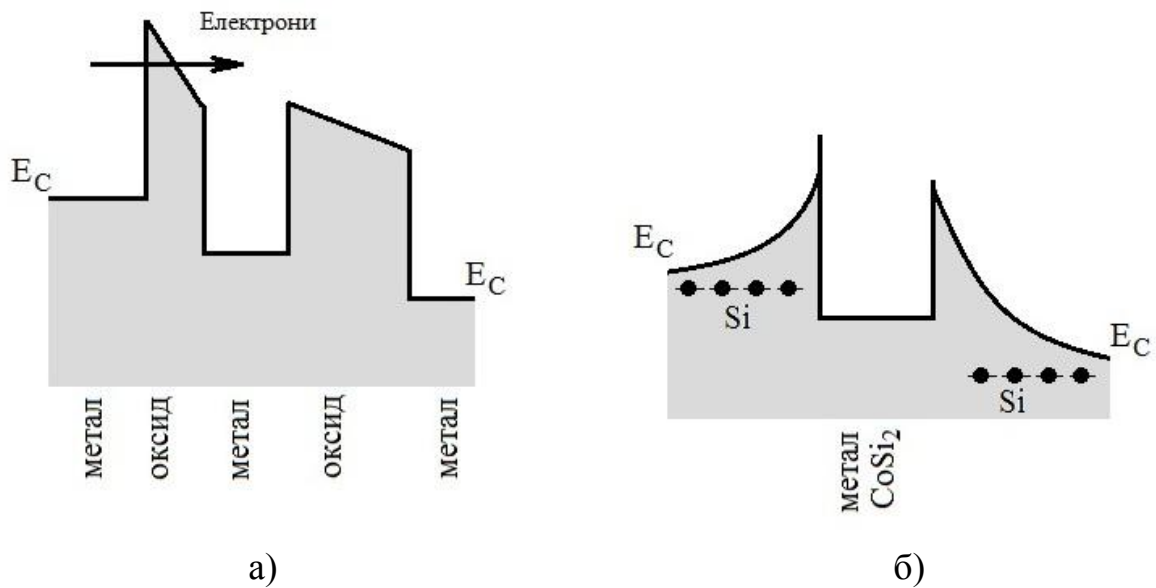


Рисунок 8.9 – Енергетична діаграма балістичного транзистора на основі гетероструктури метал-оксид-метал-оксид-метал (а); енергетична діаграма гетероструктури на основі Si-CoSi₂-Si з металевою базою (б)

8.6 Одноелектронні нанотранзистори (SET)

Подальша мікромініатюризація електронної 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. п. 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, який отримав назву кулонівської блокади. Суть ефекту полягає в тому, що в квантових точках, які є провідним матеріалом, електростатичний потенціал може суттєво змінюватися при доданні або виведенні з таких систем навіть окремих електронів [1, 2, 3, 7].

Надійна робота одноелектронних транзисторів забезпечується двома факторами. По-перше, для попадання електрона на квантову точку його потенціальна енергія повинна бути значно більшою за теплову енергію kT , з цього витікає, що 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, стік і затвор. Квантова точка виконує роль каналу, який з'єднаний з витком 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 витoku до стоку, регулюється затвором, то такий прилад може працювати як транзистор, проте він не може використовуватись як підсилювальний пристрій.

На рис. 8.10, а подано загальну схему одноелектронного нанотранзистора. Відповідно до неї еквівалентне електричне коло триполюсного пристрою представлено на рис. 8.10, б, де квантова точка з повним електричним зарядом Nq , яку називають кулонівським островом, підключена до витoku і стоку двома тунельними бар'єрами. Кількість електронів в кулонівському острові визначається зовнішньою напругою U_3 , яка подається через еквівалентну ємність затвора напівпровідникової структури, яка додана для створення транзистора. Слід підкреслити, що через контакт затвора тунельний струм не протікає, він протікає тільки через потенціальні бар'єри витoku і стоку.

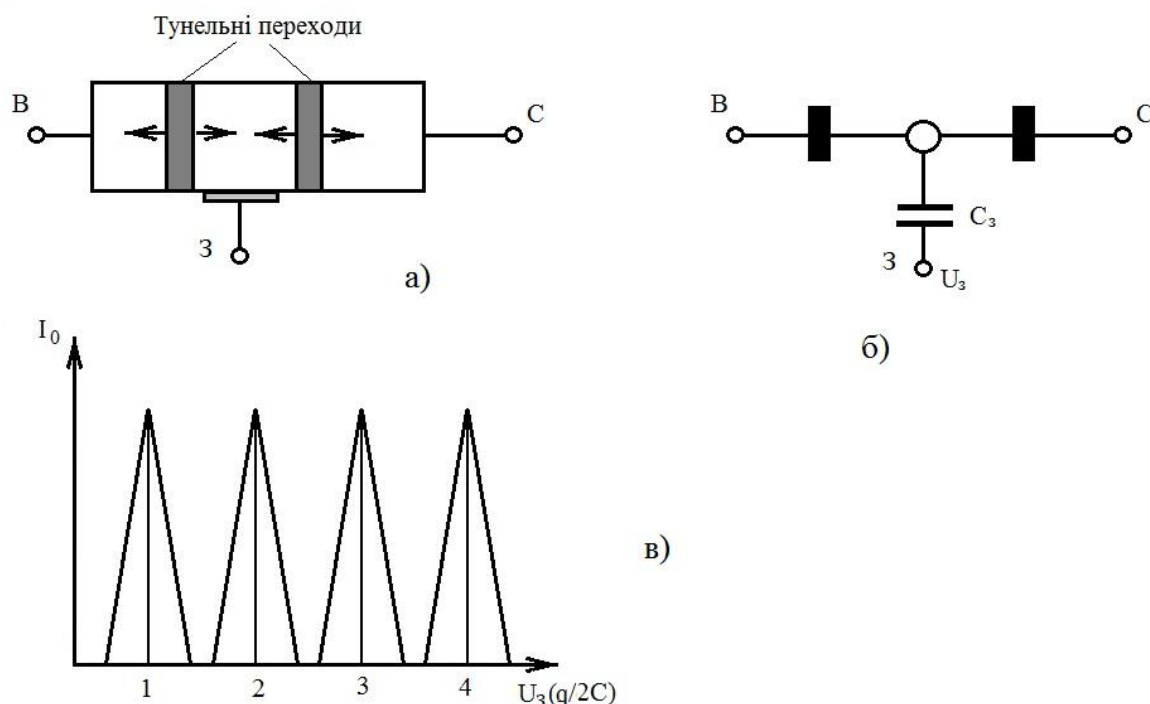


Рисунок 8.10 – Загальна схема одноелектронного транзистора (а); еквівалентна електрична схема (б); залежність струму від напруги на затворі (в)

Вольт-амперна характеристика одноелектронного нанотранзистора визначається залежністю струму між витком і стоком від напруги U_3 на за-

творі, коли вона неперервно зростає. Внаслідок цього утворюється заряд QU_3 на протилежній обкладці конденсатора, який компенсується тунелюванням одного електрона у квантову точку, що приводить до конкурентного механізму між індукованим зарядом і дискретним зарядом, тунелюючим через бар'єри. Це приводить до утворення так званих кулонівських осциляцій, які обумовлені проходженням дискретних зарядів через тунельний бар'єр. Коливання струму між витоком і стоком від зміни напруги на затворі подано на рис. 8.10, в. Відсутність струму між двома послідовними піками говорить про те, що кількість електронів у квантовій точці не змінюється, тому у системі не виникає ніяких потоків носіїв заряду. Виходячи з періодичності піків напруги ΔU (рис. 8.10, в), яка визначається зміною кількості електронів, що вже є у квантовій точці на одиницю, тобто $\Delta U = q/C$, тому ємність квантової точки визначається вимірюванням різниці напруг між сусідніми піками [1, 2].

На основі одноелектронних нанотранзисторів можна створити логічні схеми, які працюють як інвертор, що дозволяє замінити КМДН-транзистори. Інвертор являє собою пристрій, що перетворює логічну одиницю на нуль і навпаки. Схему інвертора подано на рис. 8.11, а, на якій кожний тунельний бар'єр зображено еквівалентною схемою, що складається з паралельного з'єднання опору і ємності.

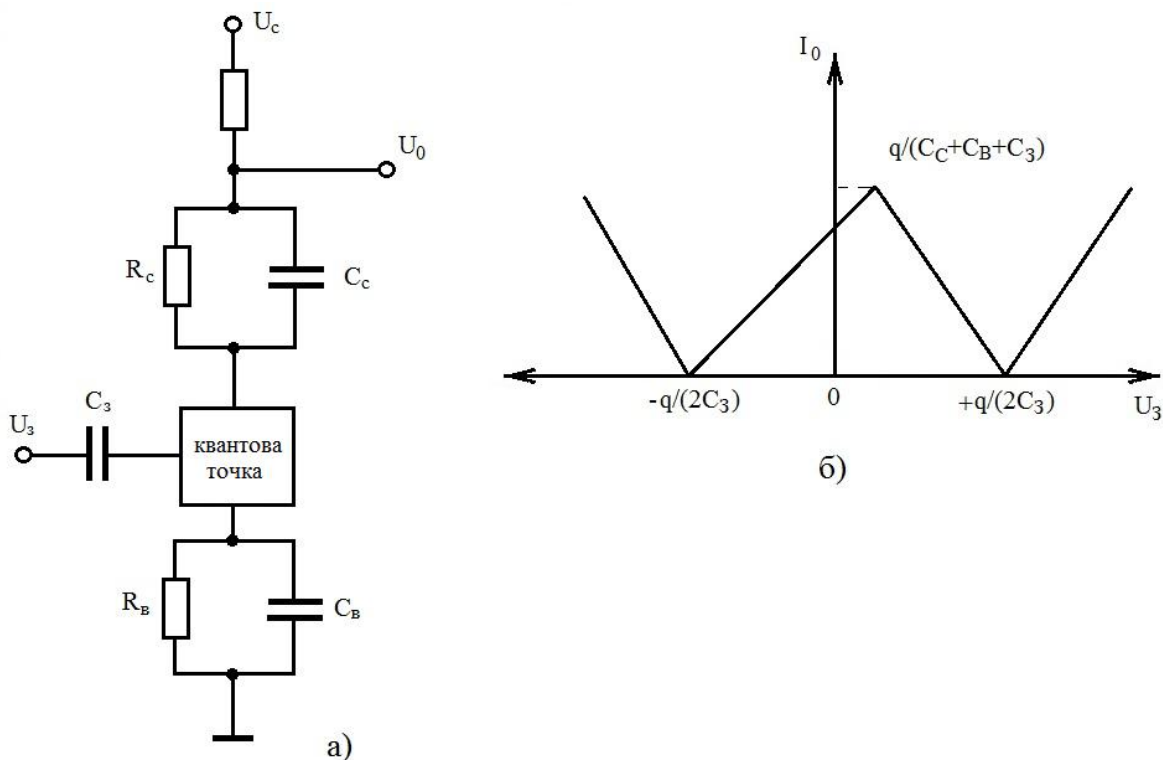


Рисунок 8.11 – Схема одноелектронного транзистора у вигляді інвертора (а); ідеальна характеристика перехідного процесу (б)

Вихідна напруга пристрою $U_{ВНХ}$ є періодичною функцією від вхідної напруги $U_{ВХ}$, як подано на рис. 8.11, б. Періодичність вихідної напруги визначається відношенням q / C_3 , а її амплітуда – величиною $q / (C_B + C_C + C_3)$. Підсилення за напругою визначається відношенням $K = C_3 / C_B$, його величина може досягати теоретичних значень 10, оскільки $C_3 \sim 1fF$, а $C_B = C_C \sim 0,1fF$, проте в реальних пристроях коефіцієнт підсилення не перевищує 3 при низьких температурах. Теоретичне значення K досягається тільки при $T = 0 K$. Такі інвертори використовуються для створення різноманітних логічних схем як елементів пам'яті, що об'єднані з польовим МДН-транзистором [1].

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

Польові транзистори на основі вуглецевих нанотрубок мають високу рухливість носіїв заряду, яка складає біля $10\,000\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, 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 «включено–виключено» вище, ніж 10^5 . Транзисторні схеми на основі вуглецевих нанотрубок можуть виконувати не тільки дискретні логічні операції, але і операції запам'ятовування з довільною вибіркою, працювати як кільцеві генератори [6].

Одноелектронні транзистори показали подальший шлях мініатюризації електронної апаратури, різкого зменшення споживаної енергії, оскільки енергоспоживання пропорційне кількості електронів у вихідному струмі пристрою, проте на сьогоднішній день головним недоліком одноелектронних транзисторів є дуже низькі робочі температури (десяти частки градусів Кельвіна), що пов'язано із розмірами квантових точок. Для роботи при кімнатних температурах їх ємність повинна бути значно зменшена.

Контрольні питання

1. Нарисуйте схематичний переріз модульовано-легованого польового транзистора і поясніть функції його складових шарів.
2. Між якими шарами утворюється квантова яма в модульовано-легованому транзисторі?
3. Для чого створюється прошарок з нелегованого AlGaAs в модульовано-легованому польовому транзисторі?

4. Які числові показники мають частотні, підсилювальні і шумові параметри модульовано – леговані польові транзистори?
5. Нарисуйте енергетичні діаграми біполярного транзистора з гомопереходами і гетероперехідного біполярного транзистора і поясніть суттєву різницю в принципах їх роботи.
6. Які переваги дає можливість створення гетероперехідних біполярних транзисторів з базою змінного складу?
7. Поясніть принцип роботи гетероперехідних біполярних транзисторів на основі SiGe?
8. На основі схематичного подання зони провідності резонансного тунельного діода поясніть принцип його роботи.
9. Нарисуйте еквівалентну схему резонансного тунельного діода і дайте його основні параметри.
10. Поясніть принцип роботи тунельно-резонансного транзистора з квантовою ямою між емітером і базою, нарисуйте його енергетичну діаграму.
11. Нарисуйте структуру транзистора на гарячих електронах і поясніть принцип його роботи.
12. Як працює балістичний транзистор на основі гетероструктури метал – оксид – метал – оксид – метал?
13. Поясніть принцип роботи одноелектронного транзистора.
14. Нарисуйте залежність струму одноелектронного транзистора від напруги на затворі і поясніть цю залежність.
15. Які обмеження мають одноелектронні транзистори на теперішній час?

Література

1. Мартинес–Дуарт Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Дж. М. Мартинес–Дуарт, Р. Дж. Мартин–Палма, Ф. Агулло–Руеда. – М. : Техносфера, 2007. – 368 с.
2. Щука А. А. Нанoeлектроника / Щука А. А. – М. : Физматкнига, 2007. – 464 с.
3. Нанотехнологии. Азбука для всех. Под ред. академика РАН Ю. Д. Третьякова. – М. : Физматлит, 2008. – 355 с.
4. Зебрев Г. И. Физические основы кремниевой нанoeлектроники / Зебрев Г. И. – М. : Московский инженерно – физический университет, 2008. – 288 с.
5. Борисенко В. Е. Физические основы нанoeлектроники / Борисенко В. Е. Часть 1. – Мн. : БГУИР, 2001. – 48 с.
6. Свечников Г. С. Нанотрубки и графен – материалы электроники будущего / Г. С. Свечников, А. И. Морозовская. – Киев : Логос, 2009. – 164 с.
7. Нанoeлектроніка. За ред. З. Ю. Готри. – Львів : Ліга-прес, 2009. – 342 с.

9 ДЖЕРЕЛА СВІТЛА І ФОТОПРИЙМАЧІ НА ОСНОВІ НАНОСТРУКТУР

Подальший розвиток оптоелектроніки потребує більш досконалих за своїми параметрами як джерел світла, так і фотоприймальних пристроїв, які складають основу оптоелектроніки. На теперішній час існує сильна тенденція до заміни електронних пристроїв на оптичні, а також об'єднання електронних і оптичних пристроїв у єдині структури, які отримали назву оптоелектронних інтегральних схем (ОЕІС). Використання наноструктур з подвійними гетеропереходами, механічно напружених наносистем з квантовими ямами дозволили забезпечити більш ефективну просторову локалізацію носіїв заряду і фотонів, що привело до значно менших значень порогового струму і кращої ефективності оптоелектронних приладів.

9.1 Джерела світла на основі квантових гетероструктур

Джерела світла, тобто лазери, які створені на основі класичного р-п 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, тобто мінімальний 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 із ефективності, особливо за величиною щільності порогового струму, яка на порядок менша, ніж в гомопереходах. Завдяки цим властивостям лазери на подвійних гетероструктурах знайшли широке застосування в галузі оптичного зв'язку[1,7].

На рис. 9.1 подано для порівняння загальний вигляд структур напівпровідникових джерел світла на гомопереходах і подвійних гетероструктурах. Як видно з рис. 9.1, а гетеропереходи 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 гетеропереходах 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 AlGaAs, який його оточує. За рахунок цієї різниці забезпечується досить ефективна оптична локалізація. Коефіцієнт оптичної локалізації, відповідний частині щільності фотонів, які локалізовані в активній області бази, може досягати одиниці в лазерах на подвійних гетероструктурах. Ефект оптичної локалізації показано на рис. 9.1, б.

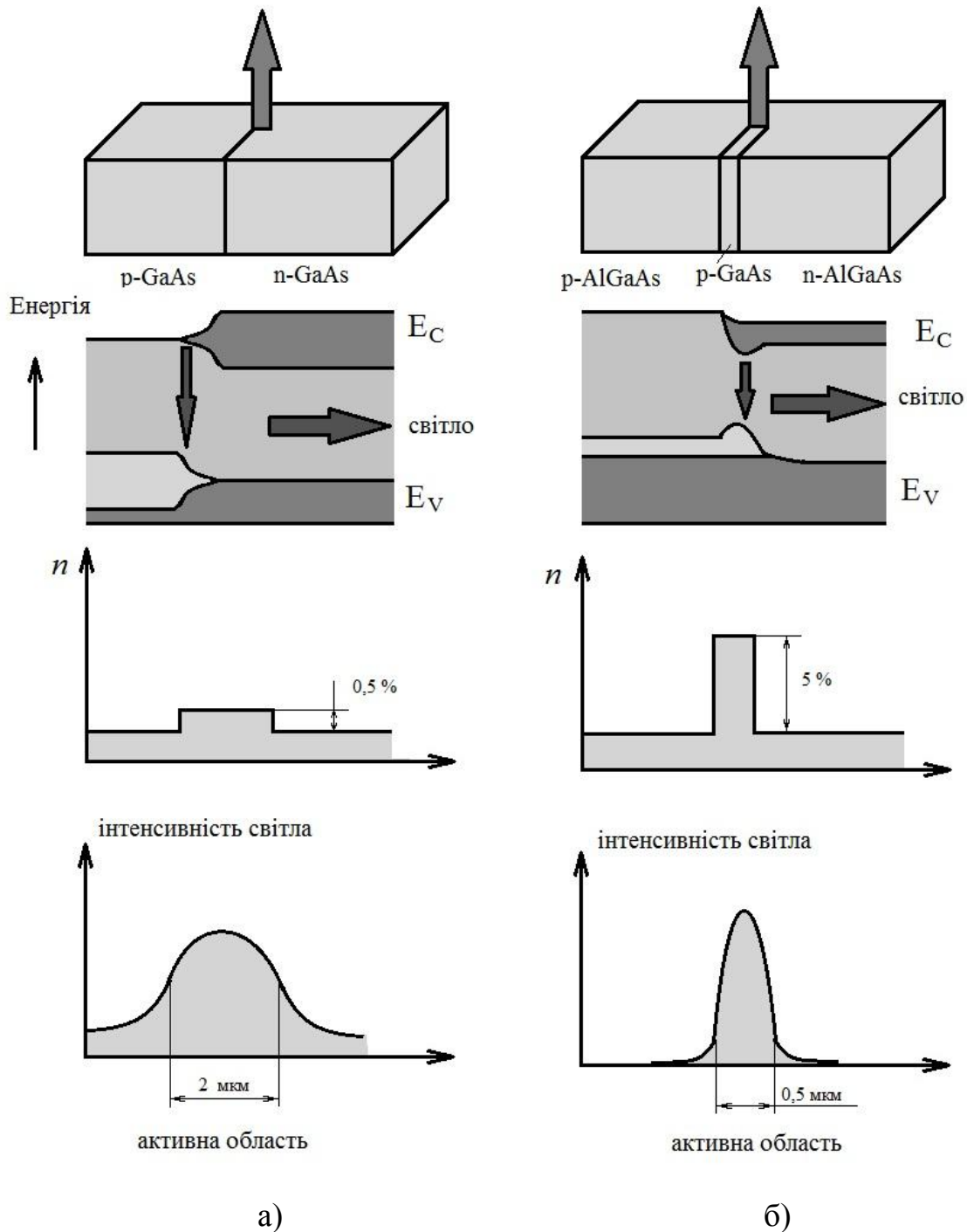


Рисунок 9.1 – Порівняння структури і характеристик напівпровідникового лазера на гомопереходах (а) та подвійних гетероструктурах (б). З низу вверху подано: просторову локалізацію оптичних хвиль, обмеження в активній зоні; зміну показників заломлення в структурах; енергетичні діаграми з показом потенціальних ям для електронів і дірок; напівпровідникові структури, які формують лазер [1]

Для підвищення ефективності джерел світла на подвійних гетеропереходах використовується конструкція зі смужковою геометрією, що подано на

рис. 9.2. В такій конструкції розміри активної зони в поперечному або в горизонтальному вимірі значно зменшені, що приводить до значного зменшення порогового струму.

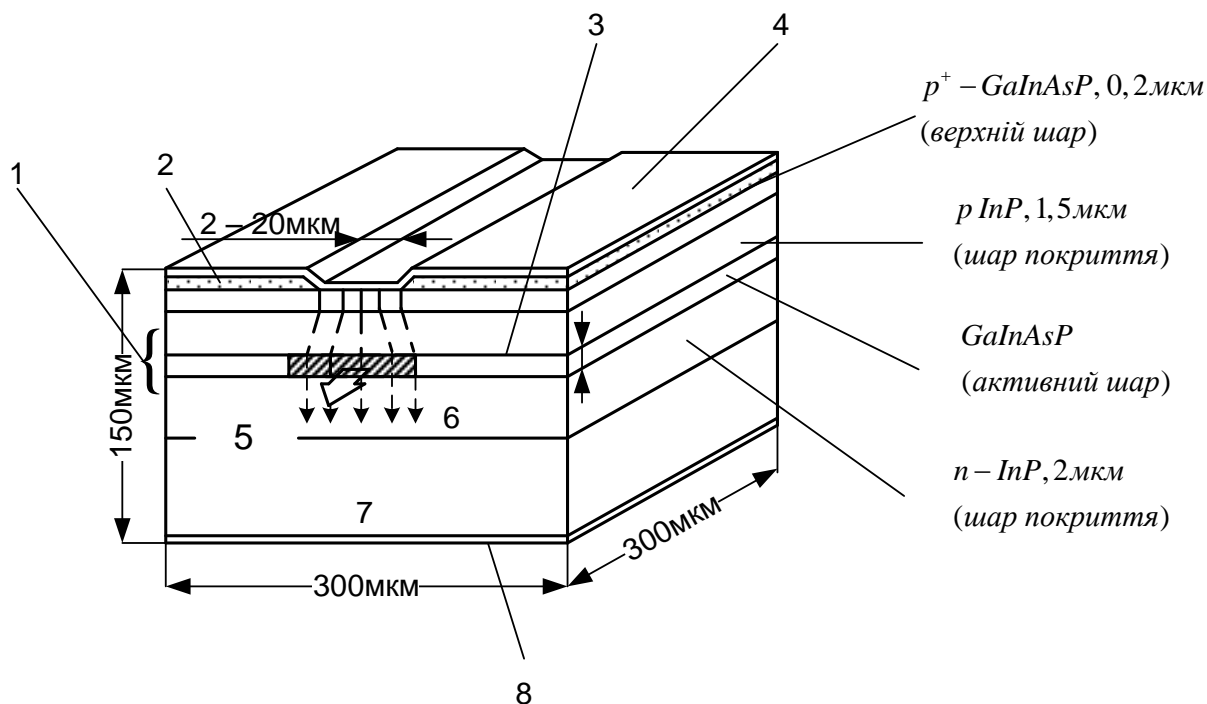


Рисунок 9.2 – Структура контактної смугового лазера на $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$: 1 – подвійна гетероструктура; 2 – діелектрик; 3 – поверхня p-n переходу; 4 – контакт \oplus ; 5 – оптичний вихід; 6 – струм; 7 – n-InP підкладка; 8 – контакт \ominus

Смугові лазери, завдяки особливостям форми активної зони, легко підключати до інших пристроїв типу оптичних волокон, хвилеводів. Ширина активної області лазера 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 поперечному напрямку, подібно до того, як це відбувається у вертикальному напрямку. Такі структури отримали назву лазерів з розділяючим обмеженням на подвійних гетероструктурах, що показано на рис. 9.3.

Для збудження низьких поперечних мод поля випромінювання необхідно, щоб ширина w оптичного резонатора Фабрі-Перо була досить малою, проте слід враховувати, що в дійсності поперечні моди типу TEM_{00} включають декілька поздовжніх мод, які можна розділити за частотою в залежності від довжини резонатора.

Як видно з рис. 9.1, б, подвійні гетероструктури типу n – AlGaAs – GaAs (активна область) – p – AlGaAs – GaAs дозволяють створювати потенціальні ями, які забезпечують дуже високий ступінь утримання носіїв заряду і оптичного поля.

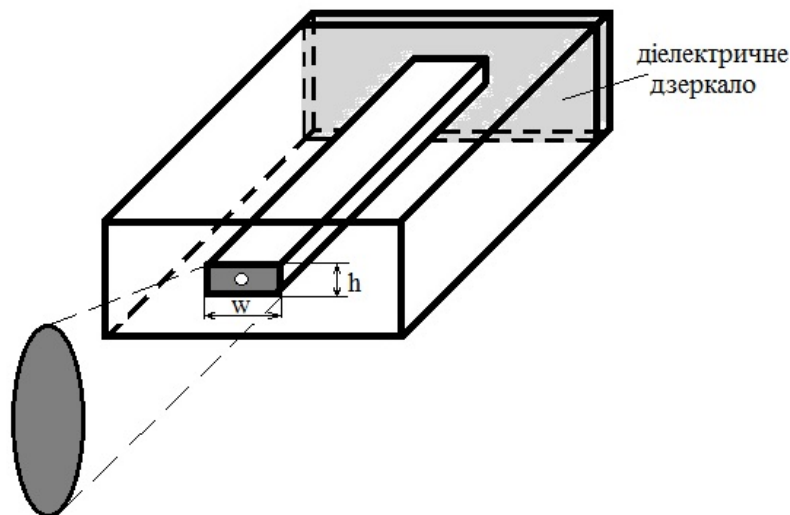


Рисунок 9.3 – Геометрія лазера з окремим обмеженням, яка дозволяє регулювати оптичну локалізацію в поперечному напрямку

Слід підкреслити, що потенціальні ями для електронів і дірок виникають внаслідок різниці в ширині заборонених зон 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.

9.2 Джерела світла на основі напівпровідникових квантових ям

Одним з недоліків, які мають джерела світла на основі подвійних гетероструктур, є те, що в них утримання носіїв заряду і хвильове розповсюдження світла відбувається в одній і тій же області напівпровідника. Для усунення цих недоліків і подальшого покращення характеристик, таких як отримання дуже вузького спектра випромінювання, а також перебудови довжини хвилі випромінювання було запропоновано будувати лазери на основі квантових ям [1,2]. На рис. 9.4 подано структуру, яка дозволяє просторово розділити ці області. Це структура AlGa_{1-x}As_x, в якій поступово змінюється склад напівпровідникової сполуки від значень $x = 0$ до $x = 0,3$, що дозволяє змінити ширину забороненої зони від 1,41 до 2 еВ.

В структурах з розділом областей локалізації, що подано на рис. 9.4, а, квантові ями із шириною d порядку 5–10 нм занурені в більш широкий резонатор з шириною w , розміри якого оптимізовані для підвищення ефективності хвилепровідного ефекту. Хвилепровідний ефект можна підсилити шляхом просторової зміни коефіцієнта заломлення, як показано на рис. 9.4, б, на основі створення гетероструктур з розділеним обмеженням із

змінним коефіцієнтом заломлення. Для підсилення лазерного сигналу замість однієї квантової ями створюють структури, які мають множинні квантові ями, як показано на рис. 9.4, в.

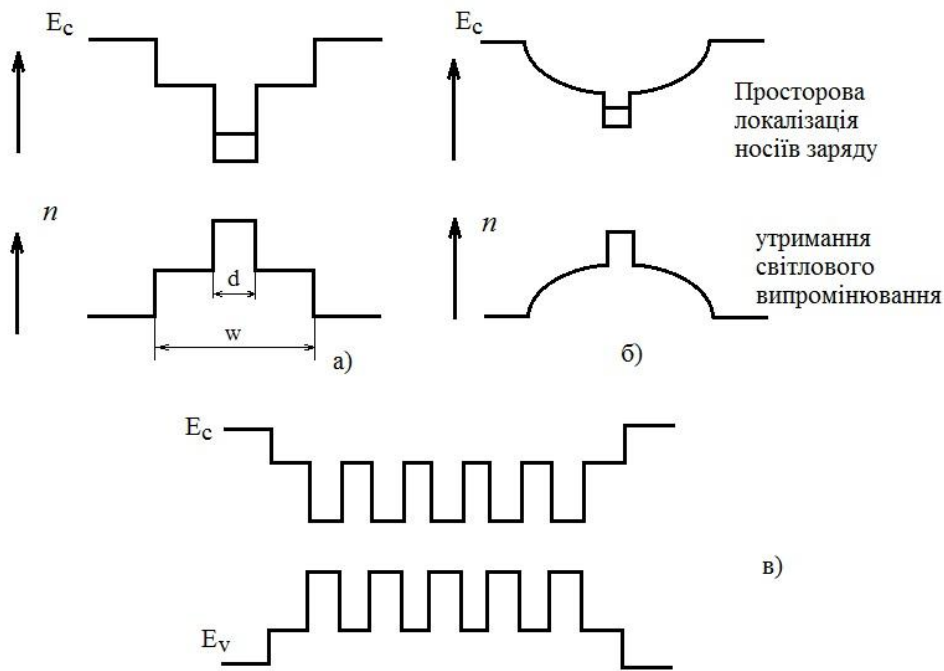


Рисунок 9.4 – Структури з просторово розділеними областями локалізації з квантовими ямами в середині оптичних резонаторів: а) – профіль зони провідності і коефіцієнта заломлення; б) – гетероструктура із змінним коефіцієнтом заломлення; в) – гетероструктура з просторово розділеними областями локалізації з множинними квантовими ямами

Розглянемо роботу лазера на основі структури з однією квантовою ямою. Умовою когерентного випромінювання для тривимірної системи є нерівність $E_g < h\nu < E_{Fc} - E_{Fh}$, яка показує, що енергія випромінюваних фотонів повинна мати значення в певному інтервалі, нижнє значення якої відповідає ширині забороненої зони, а верхнє – різниці між квазірівнями Фермі для двох вироджених напівпровідників, які утворюють даний гетероперехід. Слід зауважити, що підсилення випромінювання у двовимірній системі повинно розпочатись при енергії $E_{g1} = E_G + E_{c1} + E_{v1}$, як показано на рис. 9.5. Для тривимірного випадку воно починається при менших енергіях і наростає повільніше. Така поведінка пояснюється тим, що щільність електронних станів в об'ємних кристалах напівпровідників при значеннях енергії вище E_{g1} зростає пропорційно квадратному кореню зі значень енергії, в той час як для двовимірної системи щільність станів являє собою східчасту функцію, як показано на рис. 9.5, а, при цьому розглядається лише перша «сходина», оскільки друга відповідає дуже високим енергіям.

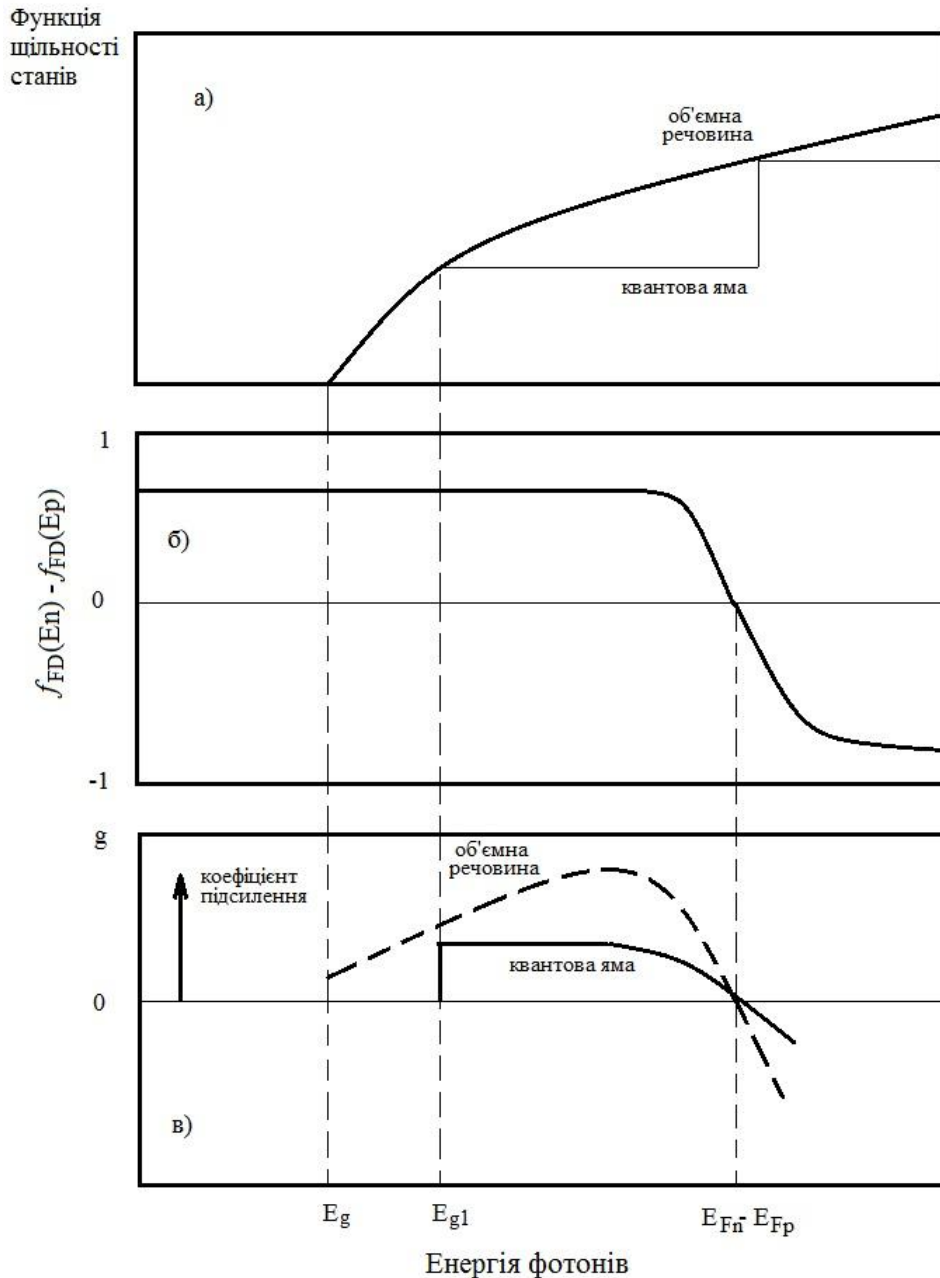


Рисунок 9.5 – Залежність коефіцієнтів підсилення для двовимірних систем на квантових ямах (2D) і об'ємних (3D) напівпровідників: а) – функція щільності станів; б) – коефіцієнти імовірності заповнення станів; в) – коефіцієнти підсилення [1]

Слід підкреслити, що стрибок функції щільності у двовимірних системах є миттєвим, тобто з нескінченною крутістю, на відміну від поступового зростання у тривимірних системах. Спад залежності коефіцієнта підсилення від енергії (рис. 9.5, в) пов'язаний з поведінкою розподілу Фермі, що подано на рис. 9.5, б. При $T=0$ крива на рис. 9.5, б повинна стрибком переходити від $+1$ до -1 при значеннях енергії $(E_{Fn} - E_{Fp})$ і залишатись постійною в діапазоні від $(E_g + E_{C1} + E_{V1})$ до $(E_{Fn} - E_{Fp})$. Існування такого «зосередження» коефіцієнта підсилення в такому дуже вузькому діапазоні

енергій в порівнянні з 3D-системами дає можливість створення в лазерах на квантових ямах інверсної заселеності при дуже малих струмах інжекції в порівнянні з лазерами на основі подвійних гетеропереходів [1].

На рис. 9.6 подано значення коефіцієнтів підсилення від щільності струму інжекції для лазерних джерел світла на основі поодиноких (рис. 9.6, а) і множинних квантових ям [1, 2]. Для структур з множинними квантовими ямами з кількістю квантових ям n_w і коефіцієнтом підсилення g_w повний коефіцієнт підсилення дорівнює $n_w g_w$, що подана на рис. 9.6, б для повного струму nJ при значеннях $n = 1, 2, 3$ і 4 . Якщо потрібно працювати з дуже низькими значеннями порогового струму J_{th} , то потрібно застосовувати структури з поодинокими квантовими ямами, а при необхідності забезпечення високого значення диференціального підсилення – множинними.

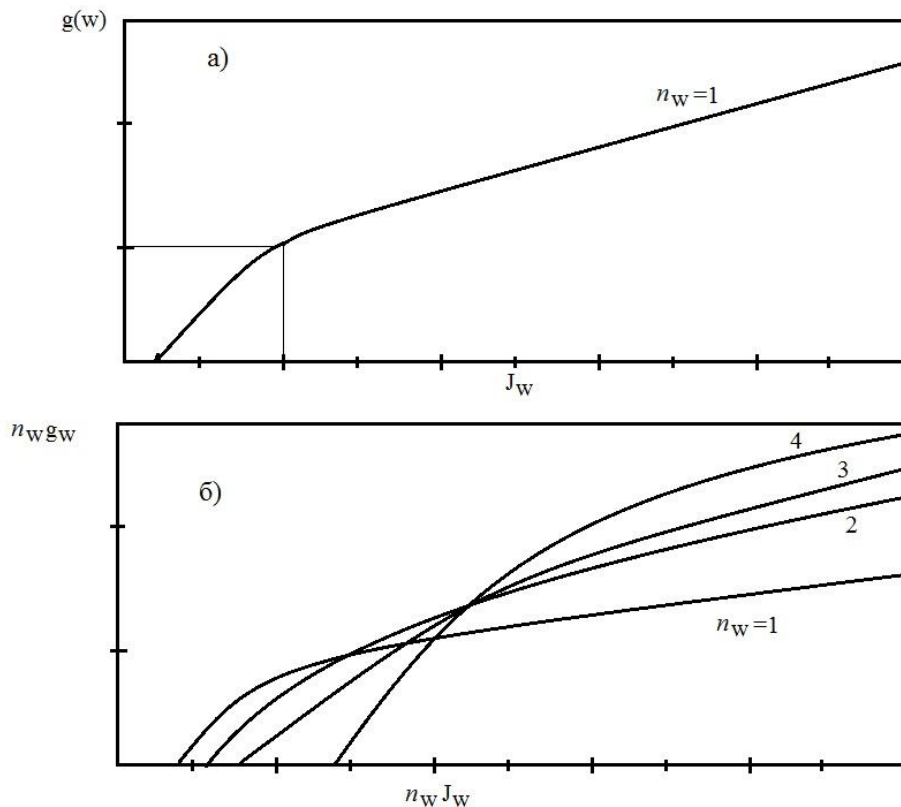


Рисунок 9.6 – Залежність коефіцієнтів підсилення від щільності струму інжекції для однієї квантової ями (а); б) для структури з множинними квантовими ямами з $n = 1, 2, 3, 4$ [1]

Джерела світла на основі квантових ям дуже надійні у роботі, в них не відбувається деградація, яка викликана високою швидкістю рекомбінації в активній зоні. Лазери на множинних квантових ямах мають високу ефективність і малі внутрішні втрати в порівнянні з джерелами світла на основі подвійних гетеропереходів. Завдяки високому диференціальному підсиленню, яке складає $10 \text{ см}^{-1} \text{ mA}^{-1}$, що на порядок вище, ніж мають лазери на

основі подвійних гетеропереходів, лазери на множинних квантових ямах знайшли широке використання в швидкодійних оптичних пристроях зв'язку [1].

9.3 Джерела світла на основі поверхневих лазерів з вертикальним резонатором

Одним з цікавих напрямків розвитку конструкцій лазерів є створення лазерів, які випромінюють світло у напрямку, який перпендикулярний до гетеропереходу. Така конструкція має дуже високе практичне застосування, оскільки вона дозволяє використовувати такі структури для перевірки якості елементів на пластинах перед компонуванням, створювати великі масиви світловипромінювальних елементів, підключати пристрої до волоконних виводів і забезпечувати оптичний зв'язок між масивами оптичних схем [1].

На рис. 9.7 подано геометрію поверхневого лазера з вертикальним резонатором, яка складається з вертикального резонатора, що розташований уздовж напрямку протікання струму, а не перпендикулярно до напрямку струму. В резонаторі поверхня активної області має дуже малі розміри, внаслідок чого світло випромінюється з торця резонатора, а не з його бокових поверхонь.

Зверху і знизу активний шар закритий дуже ефективними відбивачами, що являють собою діелектричні дзеркала, які виготовлені з почергових шарів з високим і низьким значенням коефіцієнта заломлення товщиною у чверть довжини хвилі. Шари виготовлені з матеріалу GaAs і AlGaAs. Такі діелектричні дзеркала складаються з розподілених брегівських відбивачів, які мають дуже високу селективну відбивну здатність для хвиль з довжиною λ . При цьому виникає конструктивна інтерференція, яка визначається співвідношенням $n_1 d_1 + n_2 d_2 = \lambda / 2$. При використанні достатньої кількості відбивних шарів, кількість яких наближається до 30, відбивна здатність брегівських дзеркал складає майже 99 %. Високе значення коефіцієнта відбивання дозволяє компенсувати низьке оптичне підсилення активної зони, що обумовлено малими розмірами резонатора.

Локалізація в одній площині створюється на основі мезаструктури, що показано на рис. 9.7, шляхом травлення верхньої поверхні брегівських дзеркал. Інжекція носіїв заряду через брегівські дзеркала відбувається у тому випадку, коли вони виготовлені з напівпровідників. Якщо використовуються діелектричні матеріали на основі оксиду титану або кремнію, то для інжекції носіїв заряду в активну область можна використовувати кільцеві контакти. Активна область є дуже тонкою, приблизно 100 нм, вона містить декілька квантових ям, що розташовані в максимумах стоячої хвилі, яка утворена двома наборами дзеркал. Область з квантовими ямами оточена з двох сторін роздільними шарами, що дозволяє створити лазер з вертикаль-

ним резонатором довжиною $L \sim \lambda/n$. Внаслідок цього в активній області виникає одна повна хвиля з постійною амплітудою і згасаючі хвилі в дзеркалах, що обумовлено великим коефіцієнтом відбиття [1].

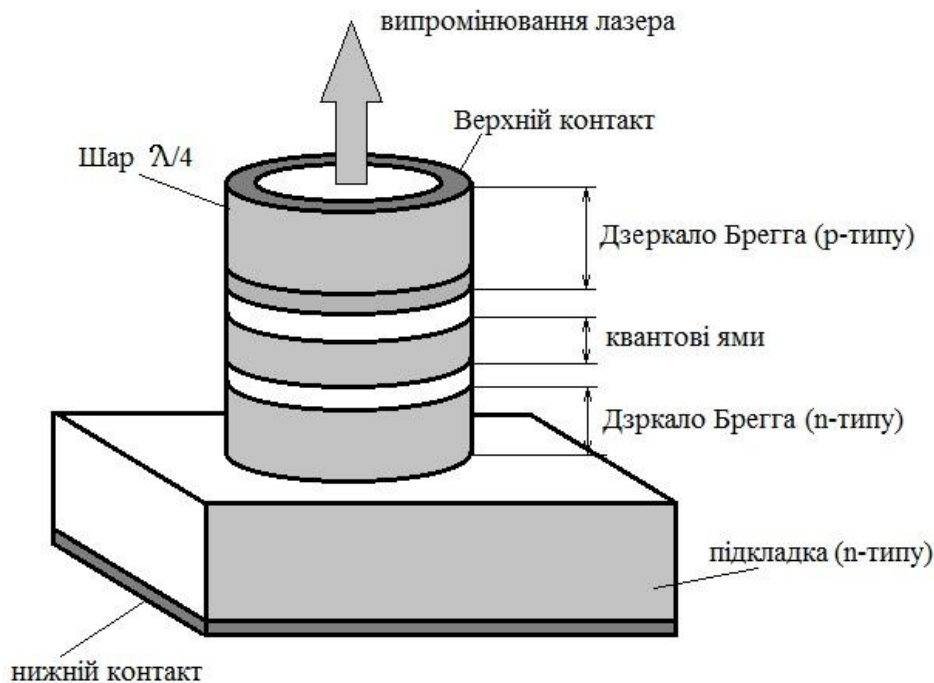


Рисунок 9.7 – Схема будови поверхневого лазера з вертикальним резонатором

Лазери з вертикальним резонатором на відміну від звичайних поздовжніх лазерних структур мають малу довжину резонатора, що приводить до суттєвого розділення оптичних мод. Частотне розділення мод складає біля 10^{13} Гц, що дозволяє отримати одномодову генерацію, тобто працювати з одним типом коливань.

9.4 Джерела світла на напружених структурах

Джерела світла на основі напружених структур мають ряд переваг, які пов'язані з більш низьким значенням порогового струму. Окрім того, механічні напруження кристалічної ґратки створюють нову можливість перебудови довжини хвилі лазера, яка доповнюється можливістю регулювання за рахунок зміни ширини квантової ями і висоти її потенціального бар'єра. Джерела світла на основі механічно напружених структур з квантовими ямами були створені на початку 90-х років. Напруженість структур створюється різницею параметрів ґраток матеріалів, які використовуються для створення джерела світла [1].

Однією з найбільш використаних і досліджених систем для лазерів на напружених структурах є GaAs–InGaAs–GaAs, в якій внутрішній шар In-

GaAs випробує стискні напруження, що приводить до важливих змін в зонній структурі матеріалу, як показано на рис. 9.8.

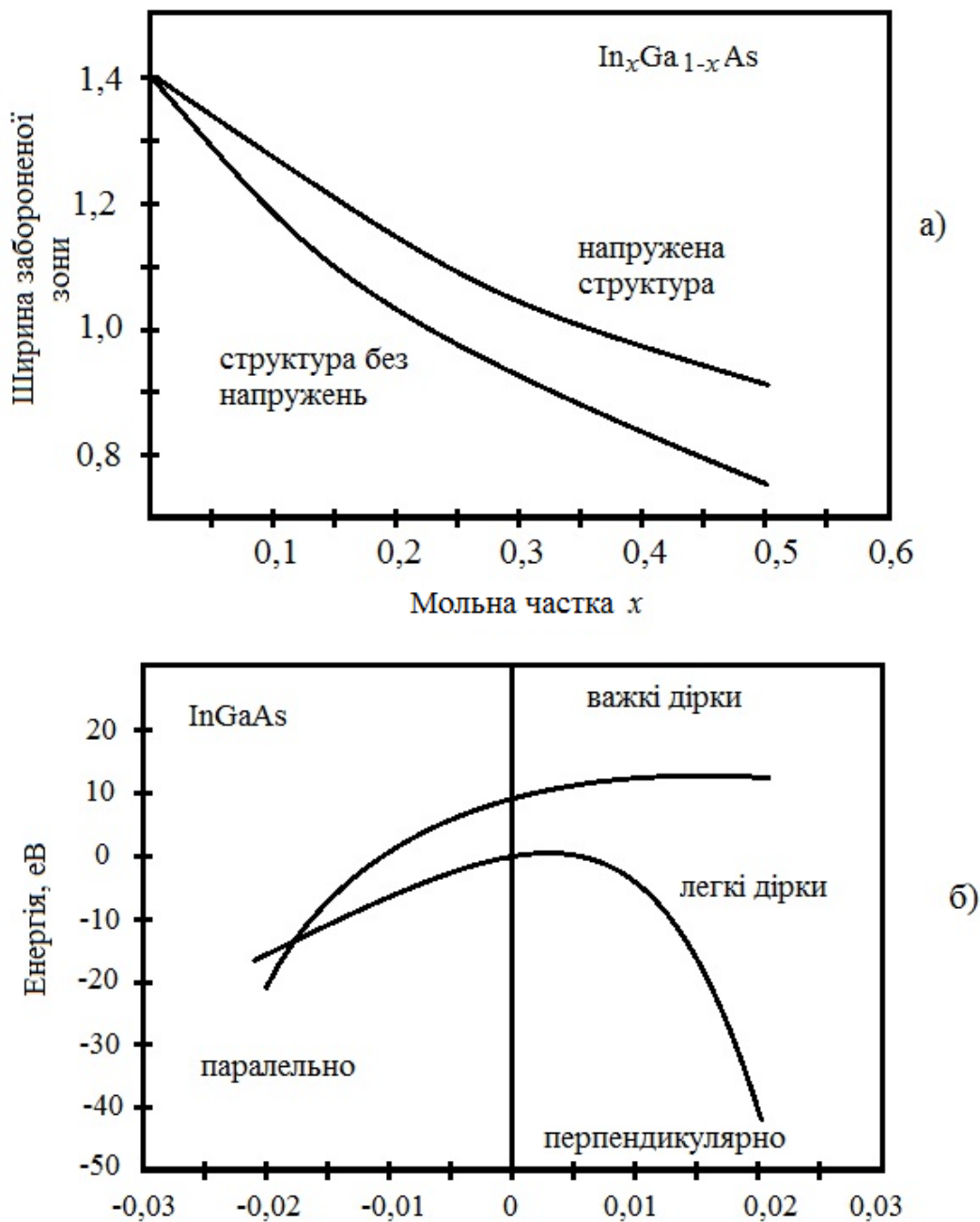


Рисунок 9.8 – Характеристика напружених шарів InGaAs, які розташовані між GaAs: залежність ширини забороненої зони $In_{1-x}Ga_xAs$ від складу (а); валентні зони важких та легких дірок в InGaAs при стискних навантаженнях (б) [1]

Існування напружень значно змінює ефективну масу дірок і збільшує ширину забороненої зони. Спад ефективної маси приводить до зменшення порогового струму, причому зменшення ефективної маси дірок відбувається майже у три рази за рахунок механічного напруження. Внаслідок цього ефективна маса дірок наближається до ефективної маси електронів, тобто

кривизна енергетичних зон стає майже однаковою для валентної зони і зони провідності. Це викликає підвищення інверсної заселеності, що приводить до підвищення коефіцієнта підсилення із зростанням концентрації інжектованих носіїв заряду, при цьому генерація стимульованого випромінювання здійснюється при менших значеннях порогового струму.

Для перебудови довжини хвилі випромінювання в широких межах від 0,9 до 1,55 мкм були створені лазери на механічно напружених шарах з квантовими ямами на основі різноманітних гетероструктур типу InGaAs-GaAs, InGaAs – InP, InGaAsP – InGaAs, InGaAlP – InGaP. Досить потужно вивчався вплив напружених шарів на характеристики системи InGaAs – InP, яка має малу ширину забороненої зони і являє велику зацікавленість для волоконної оптики. На основі експериментальних досліджень густину порогового струму такої структури вдалось довести до мінімальних значень 200 A/cm^2 за рахунок зміни активних напружених шарів. Додатково перевагою джерел світла на основі лазерів з квантовими ямами в напружених системах є висока надійність, яка пояснюється тим, що в напружених напівпровідникових шарах розповсюдження дефектів відбувається повільніше. На теперішній час відбуваються інтенсивні дослідження фізичних процесів і особливостей лазерних систем з квантовими ямами в напружених системах з метою їх подальшого використання в оптоелектроніці [1, 2].

9.5 Джерела світла на квантових точках

Джерела світла на квантових точках і проводах є одним з перспективних напрямків створення лазерних діодів, оскільки збільшення ступеня локалізації носіїв заряду значно покращує характеристики таких приладів у порівнянні з їх аналогами в 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 гетеропереходах або квантових ямах. Слід підкреслити, що на практиці квантові точки і квантові проводи мають дефекти, розкид розмірів, обмежене захоплення носіїв заряду, внаслідок чого характеристики експериментальних зразків лазерних пристроїв поки що далекі від теоретичних прогнозів. Проте технологія створення квантових структур безперервно удосконалюється в напрямках якості поверхонь поділу, однорідності проводів, розробки оптичних резонаторів з високим коефіцієнтом локалізації і т. п., тому ця область досліджень є дуже цікавою і перспективною [1, 4, 5, 6].

Розташування носіїв заряду у квантових точках обмежено за всіма трьома вимірюваннями в дуже невеликих просторових областях, що приводить до квантових ефектів в електронних властивостях напівпровідникових матеріалів. Для застосування в оптичних приладах квантові точки по-

винні 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 відповідним 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 розмірів і форм точок.

Для надійної роботи квантової точки необхідно, щоб різниця між першими двома енергетичними рівнями для електронів і дірок була набагато більша 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 в 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. На рис. 9.9 подано розраховані залежності коефіцієнта підсилення для ідеальних систем різних розмірностей з квантовою локалізацією [1]. Квантові точки дозволяють отримати максимальної гостроти піки спектра при найвищих значеннях коефіцієнта підсилення.

В системах реальних квантових точок існує деякий розкид за розмірами, 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 металоорганічних сполук з газової фази і молекулярно-пучковою епітаксією на підкладці з кристала 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 епітаксіально розростатися на вершинах квантових точок, що створює гетероструктури з гарними характеристиками між двома монокристалічними матеріалами, тобто квантовими точками і оточуючою їх матрицею.

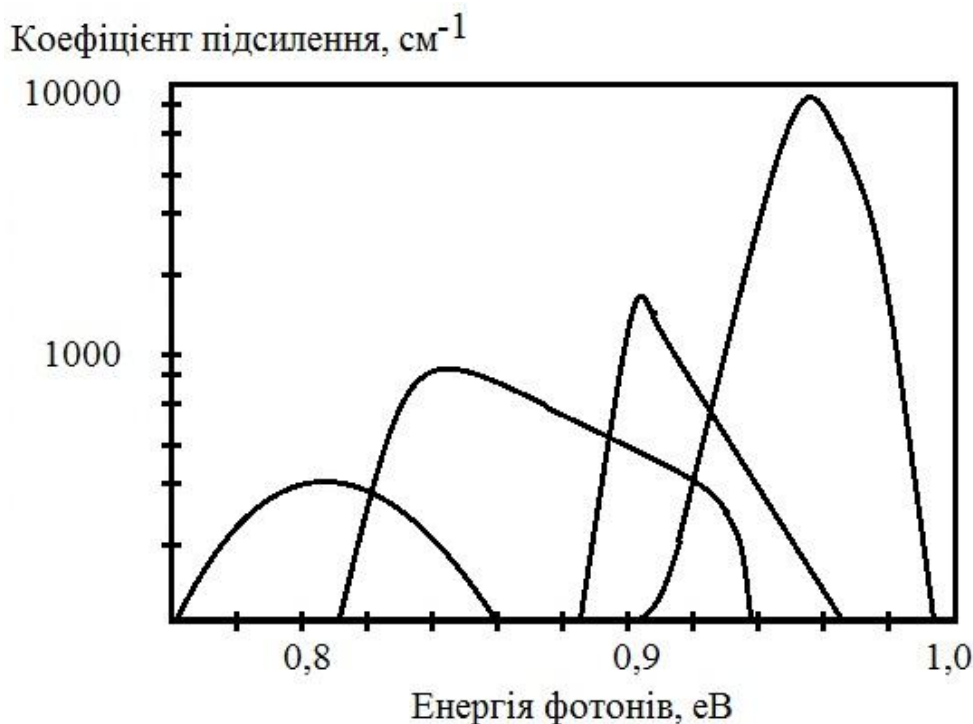


Рисунок 9.9 – Діапазон коефіцієнтів підсилення для лазерів на ідеальних об'ємних напівпровідниках, квантових ямах, квантових проводах і квантових точках [1]

На рис. 9.10 схематично подано пристрій джерела світла на основі квантових точок з крайовою емісією на самоорганізуючих точках. Структура складається з декількох шарів матеріалів: підкладка n-GaAs, шар n-AlGaAs, шар GaAs з власною провідністю, який містить квантові точки, шар p-AlGaAs і верхній шар p-GaAs, які створюють *p-i-n* діод. Зовнішнє джерело постійної напруги прикладається до металевих контактів на підкладці і верхньому шарі.

При подачі прямого зміщення електрони і дірки інjektуються у внутрішній шар GaAs з власною провідністю або в 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 його ширина забороненої зони менша, ніж у GaAs. Оскільки зародковий шар є дуже тонким, ширина забороненої зони для нього перевищує відповідну ширину квантових точок, внаслідок чого носії заряду, які попадають в нього з GaAs, швидко дифундують всередину квантових точок. 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 [1].

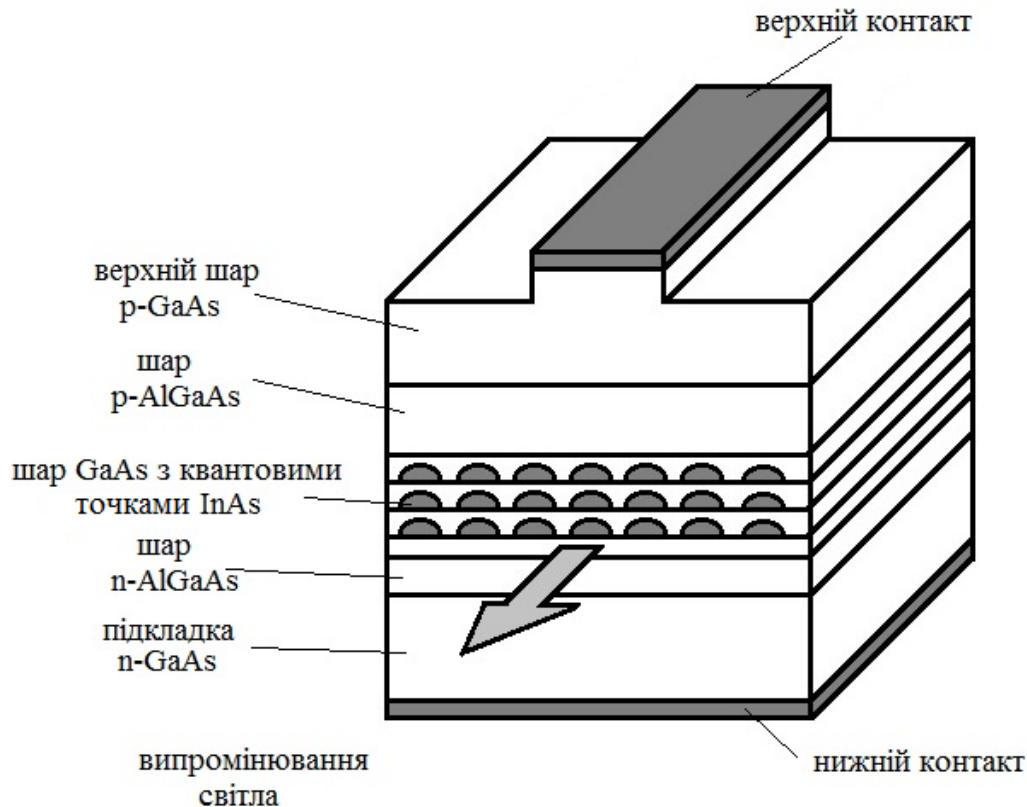


Рисунок 9.10 – Конструкція лазера з крайовим випромінюванням на самоорганізуючих квантових точках

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.

9.6 Фотоприймальні пристрої на основі квантових ям

Фотоприймальні пристрої на основі квантових ям широко використовуються для реєстрації світла в будь-якій області частот, що пов'язано з їх оптичними характеристиками. Проте пристрої на квантових ямах особливо ефективні, оскільки вони можуть працювати в інфрачервоній області, що дозволяє розбудову систем нічного і теплового бачення. Особливо цінною для практики є можливість створювати інфрачервоні фотоприймальні пристрої в діапазоні хвиль 8–12 мкм, оскільки в цьому діапазоні розташоване так зване атмосферне вікно, тобто область пропускання хвиль, яка дозволяє здійснювати оптичний зв'язок з супутниками, використовувати оптичні передавальні пристрої на основі лазерів на CO_2 з довжиною хвилі 10,2 мкм. Окрім цього, дуже важливим є те, що в таких пристроях можна перебудовувати довжину хвилі за рахунок зміни параметрів ями в процесі її технологічного виготовлення, наприклад, зміни ширини [1, 2].

На рис. 9.11 показано дозволені переходи із поглинанням, які зручні для детектування інфрачервоного випромінювання ізольованими квантовими ямами при дії зовнішнього електричного поля. На практиці, звичайно, використовують множинні квантові ями при створенні фотоприймальних пристроїв. На рис. 9.11, а подано два енергетичних рівні в кожній ямі, причому другий рівень розташовано близько до вершини бар'єрів. Відстань між рівнями повинна складати 0,1–0,2 еВ, що для напівпровідників типу A^3B^5 складає біля 10 нм, при цьому поляризація падаючого світла повинна бути паралельною напрямку квантової локалізації. При дії світла на такі фотодіоди вони генерують струм, завдяки тунелюванню носіїв заряду з квантових ям. На рис. 9.11,б показано поглинальні переходи між поодиноким енергетичним рівнем ями і неперервною зоною поза нею, що в деяких випадках є більш ефективним методом реєстрації. Для систем $\text{AlGaAs-GaAs-AlGaAs}$ ця різниця енергій складає біля 0,12 еВ, внаслідок чого спектральна чутливість розташована в інтервалі 10 мкм. Перевагою таких структур є значно менша величина темного струму в порівнянні з фотодіодами, в яких носії заряду покидають ями завдяки тунелюванню.

Для покращення шумових характеристик лавинних фотодіодів було запропоновано створювати фотоприймальні пристрої на основі надграток або структур з множинних квантових ям. Рівень шумів можна значно знизити, якщо значення коефіцієнта лавинного помноження α для одного типу носіїв заряду (електрони) буде значно більше, ніж для другого (дірки). В цьому плані кремній є дуже важливим напівпровідниковим матеріалом, оскільки для нього співвідношення α_e / α_h дорівнює приблизно 30. З другого боку, процес створення квантових ям дозволяє змінювати співвідношення α_e / α_h . Надгратку або структуру з множинних квантових ям можна спроектувати таким чином, щоб розрив зони провідності ΔE_C був значно

вищий значень розриву валентної зони ΔE_V . В такій структурі електрони при переході через гетероперехід отримують значно більшу кінетичну енергію, ніж дірки. Такі ж результати можна досягнути при створенні надграток у вигляді «сходинок», що показано на рис. 9.12, а [1].

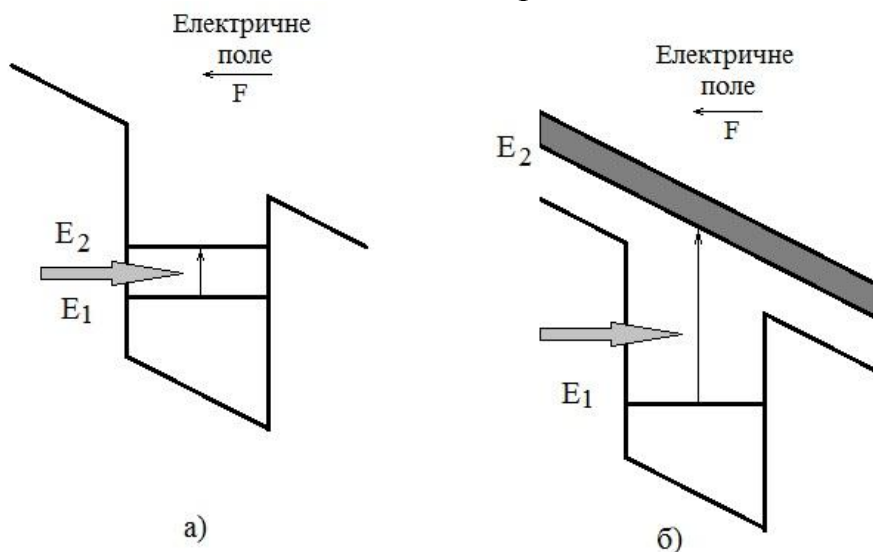


Рисунок 9.11 – Оптичні переходи з поглинанням при реєстрації ІЧ-випромінювання квантових ям: а) – міжпідзонні переходи; б) – перехід між зв'язаним станом і станом всередині вузької неперервної зони станів позাপотенціальних ям

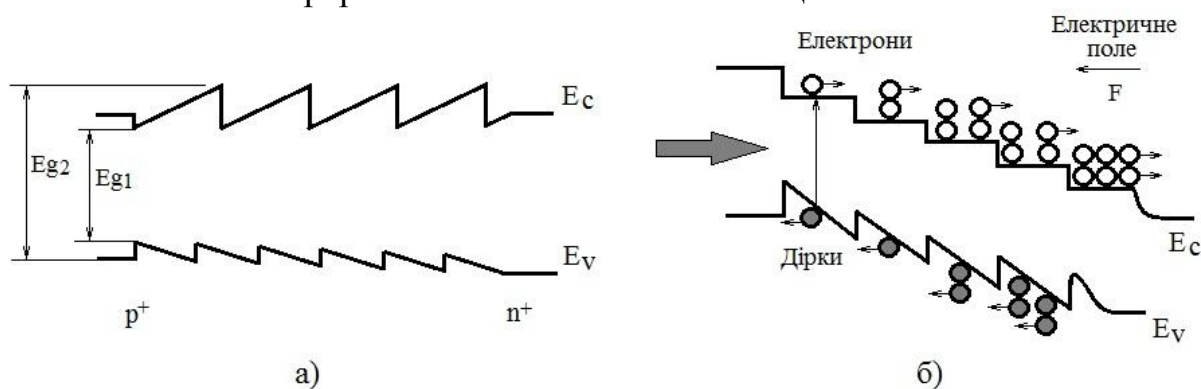


Рисунок 9.12 – Загальна схема лавинних фотодетекторів на надгратках: енергетична діаграма надгратки східчастого типу (а); процес наростання електронної лавини в детекторі, на який подано напругу, при дії світла (б)

В цьому випадку ширина забороненої зони змінюється для кожної ями, внаслідок цього електрони отримують додаткову кінетичну енергію ΔE_C при переході у кожен наступну яму. Додаткова енергія електронів дозволяє їм проводити ефективну ударну іонізацію, тому лавинне множення легко досягається при прикладенні електричного поля F , як показано на рис. 9.12,б. В протилежність цьому дірки отримують лише незначну енергію ΔE_V , яка недостатня для початку ударної іонізації. Більшість лавинних фотодіодів на основі надграток виготовлені з напівпровідникових сполук

GaAs або InP, проте технологія виготовлення сходинкових надграток є досить складною.

9.7 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 прикладенні зовнішнього електричного поля, внаслідок дії квантово-розмірного ефекта 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 [1].

Для пристроїв модуляції оптичного випромінювання полягає у зміні коефіцієнтів оптичного поглинання квантових ям під дією зовнішнього електричного поля. На рис. 9.13 показана мезаструктура оптичного модулятора. Ефективність дії таких пристроїв 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.

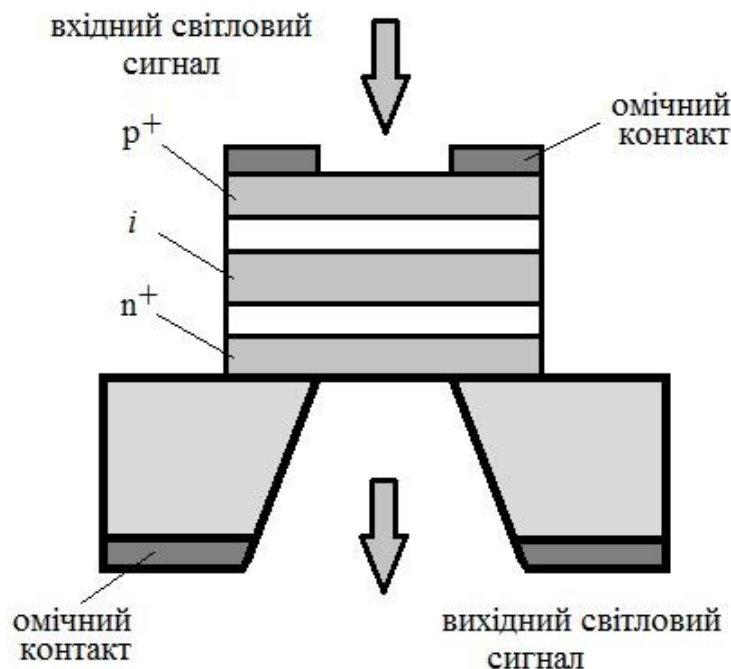


Рисунок 9.13 – Модулятор електропоглинання, який отримано методом нанорозмірного травлення, на основі квантово-розмірного ефекту Штарка

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 досягається за рахунок створення додаткового металевого шару в підкладці, що змушує промінь світла проходити структурі 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, нижчою краю зони екситонного поглинання. В цьому випадку електричне поле діє на коефіцієнт переломлення 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 переломлення 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 оптикоелектронної схеми є інтерферометр Маха-Зандлера, який подано на рис. 9.14.

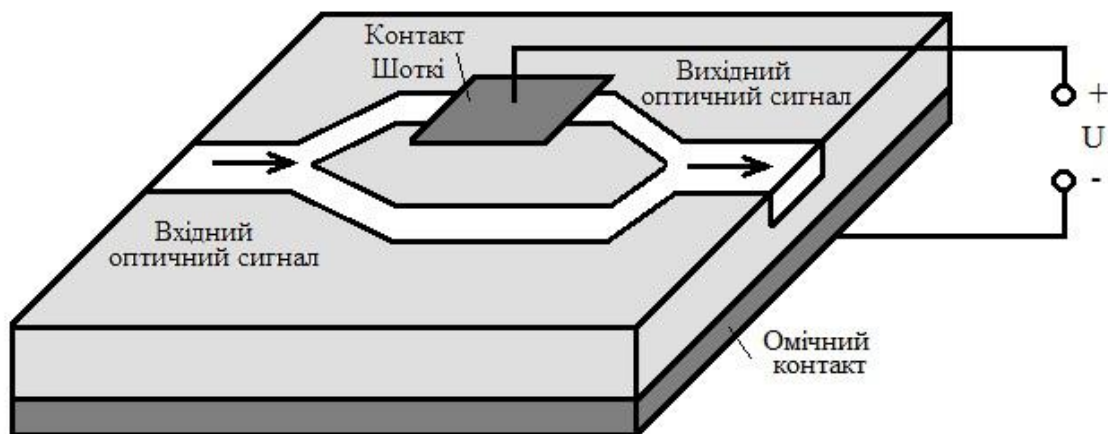


Рисунок 9.14 – Загальна схема інтерферометра Маха-Зандлера

Вхідний оптичний сигнал з оптичного хвилеводу розділяється на два промені однакової інтенсивності, які проходять в матеріалі по різних каналах, а потім з'єднуються. При прикладенні електричного поля на одному з шляхів змінюється фаза прохідного сигналу, внаслідок чого при з'єднанні променів спостерігається інтерференційна картина [1, 5, 6].

Контрольні питання

1. Які недоліки мають джерела світла на основі класичних гомопереходів?
2. За рахунок яких фізичних явищ значно покращуються оптичні і електричні параметри джерел світла на основі подвійних гетероструктур?
3. Поясніть принцип роботи смугових лазерів.
4. Які проблеми дозволяють вирішити чотирикомпонентні напівпровідникового типу InGaAsP – InP як джерела світла?
5. Які недоліки мають джерела світла на основі подвійних гетероструктур?
6. Поясніть яким чином усуваються недоліки джерел світла на основі подвійних гетероструктур.
7. Поясніть суть роботи джерел світла на основі квантових ям.
8. Які переваги мають лазери на основі множинних квантових ям?
9. Нарисуйте структуру і поясніть принцип роботи лазерів з вертикальним резонатором.
10. Поясніть, як відбувається зміна ширини квантової ями і висоти її потенціального бар'єра в лазерах на основі напружених структур?
11. Яка умова нормальної роботи джерела світла на основі квантової точки?
12. Поясніть які переваги мають лазери на основі квантових точок в порівнянні з лазерами на квантових ямах?
13. Поясніть принцип роботи фотоприймальних пристроїв на основі квантових ям.
14. Які переваги можна отримати для фотоприймальних пристроїв при використанні множинних квантових ям?
15. Як можна покращувати шумові характеристики лавинних фотодіодів на основі надграток або структур з множинних квантових ям?
16. Чому для модуляції світлового випромінювання широко використовуються квантові ями?
17. Поясніть дію пристроїв модуляції оптичного випромінювання при використанні множинних квантових ям.
18. Чим визначається робоча частота пристроїв модуляції оптичного випромінювання на основі множинних квантових ям?

Література

1. Мартинес–Дуарт Дж. М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Дж. М. Мартинес–Дуарт, Р. Дж. Мартин–Палма, Ф. Агулло–Руеда. – М. : Техносфера, 2007. – 368 с.
2. Щука А. А. Наноэлектроника / Щука А. А. – М. : Физматкнига, 2007. – 464 с.
3. Нанoeлектроніка. За ред. З. Ю. Готри. – Львів : Ліга-прес, 2009. – 342 с.
4. Пул Ч. Нанотехнологии / Ч. Пул, Ф. Оуэнс. Пер. с англ. Под. ред. Ю. И. Головина. – М. : Техносфера, 2004. – 336 с.
5. Ларкин А. И. Когерентная фотоника / Ларкин А. И. – М. : Бином. Лаборатория знаний, 2007. – 319 с.
6. Астапенко В. А. Физические основы фотоники / Астапенко В. А. – М. : МФТИ, 2005. – 104 с.

Англо-український словник

А

AC – alternating current – змінний струм
air gap – 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 – зсув
blocking voltage – замикаюча напруга
bobbin – котушка
boost – підвищення
bootstrap Zener diode – обмежувальний стабілітрон
breadboarding – макетування
breakdown – пробій
buck – знижувати
buck-boost regulator – інвертувальний стабілізатор
bulk resistance – об'ємний опір
bus – шина

С

cage – екрануюча сітка
capacitance – ємність
capacitive coupling – ємнісний зв'язок
capacitor – конденсатор
catch – захват, пастка
catch-diode – обмежуючий діод
charge – заряд, зарядження (напр., конденсатора)
choke – дросель, дросельна котушка
choke filter – загороджувальний фільтр
circuit – ланцюг, схема
circuit board – друкована плата
circuit-breaker – автоматичний вимикач
circuit simulation – схемне моделювання
clamp – фіксатор
clock generator – тактовий генератор
coil – котушка (напр., індуктивності)
coherent – когерентний
common-mode interference – 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-booster – з підвищеним струмом
current crowding – стиск струму
current gain – підсилення за струмом
current loop – струмова петля
current transfer ratio – коефіцієнт підсилення за струмом

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 – пропаданя 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 – двопівперіодний

G

gain – посилення; коефіцієнт підсилення
gain margin – запас із підсилення
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; р-п-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
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 – пилкоподібний 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 Шоттки
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, 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 – надшвидкий діод
unity gain – одиничне підсилення

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**

ОСНОВИ НАНОЕЛЕКТРОНІКИ

Навчальний посібник

Редактор В. Дружиніна

Коректор З. Поліщук

Оригінал-макет підготовлено О. В. Осадчуком

Підписано до друку.....

Формат 29,7×42¼ . Папір офсетний

Гарнітура Times New Roman

Друк різнографічний. Ум. друк. арк...

Наклад... пр. Зам №.....

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) 59–85–32

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи

серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.