

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки
Факультет Навчально-науковий центр заочної форми навчання
(повна назва)
Кафедра Кафедра мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв
(повна назва)

АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА

Пояснювальна записка

другий (магістерський)

(рівень вищої освіти)

ГЮІК 564186.000 ПЗ

(позначення документа)

РОЗПОВСЮДЖЕННЯ І ПОГЛИНАННЯ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ
У БАГАТОШАРОВИХ НАДГРАТКАХ

(тема)

Виконав:

студент 2-го курсу, групи ЕППзм – 19 – 1

Орлов Вадим Миколайович

(прізвище, ініціали)

Спеціальність

171 Електроніка

(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна

(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма

Електронні прилади та пристрої

(повна назва освітньої програми)

Керівник доц. каф. МЕЕПП Пашенко О.Г.

(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри

_____ (підпис)

Бондаренко І.М.

(прізвище, ініціали)

2020 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет _____ Навчально-науковий центр заочної форми навчання
Кафедра _____ мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв
Рівень вищої освіти _____ другий (магістерський)
Спеціальність _____ 171 Електроніка
(код і повна назва)
Тип програми _____ освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)
Освітня програма _____ Електронні прилади та пристрої
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)
« ____ » _____ 2020 р.

ЗАВДАННЯ
НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові _____ Орлов Вадим Миколайович
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи «Розповсюдження і поглинання оптичного випромінювання у багатошарових надгратках»

затверджена наказом по університету від «06» 11 2020 року № 1561 Ст

2. Термін подання студентом роботи _____ 10.12.2020 р.

3. Вихідні дані до роботи _____

- активна область наноструктурного напівпровідникового оптоелектронного приладу;

- матеріал наноструктури – арсенід галію/алюміній галій арсенід $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$;

- кількість квантово обмежених шарів КРС – $N = 5$;

- вміст алюмінію у матеріалі бар'єру - $x = 0,2 - 0,4$;

- напруженість зовнішнього електричного поля – $E_0 = 0,5 \text{ В/м}$.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі

1. Огляд оптичних властивостей наноструктур;

2. Умови оптичного поглинання і підсилення у напівпровідниках;

3. Основні параметри конструкції наноструктур, які впливають на оптичні властивості;

4. Методи математичного описання спектру енергетичних станів частинок і квазічастинок у багатошарових надгратках.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій (слайдів)

Презентація (слайди) 19 аркушів

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Отримання завдання	09.11.20 -	
	Опрацювання літературних та електронних інформаційних джерел	20.11.20	
2	Вибір та опрацювання математичної моделі	23.11.20 -	
		27.11.20	
3	Реалізація математичної моделі у середовищі математичного пакету. Дослідження енергетичних станів частинок у КРС	30.11.20 -	
		03.12.20	
4	Підготовка другого розділу пояснювальної записки	04.12.20 -	
		05.12.20	
5	Оформлення пояснювальної записки	05.12.20 -	
		07.12.20	
6	Підготовка презентації	07.12.20 -	
		08.12.20	
7	Рецензування, нормоконтроль, здача роботи на кафедру	09.12.20 -	
		10.12.20	

Дата видачі завдання _____ 09.11.2020 _____

Студент _____ Орлов В.М. _____
(підпис)

Керівник роботи _____ доц. Пащенко О.Г. _____
(підпис) (посада, прізвище та ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка містить: 67 с., 43 рис., табл., 11 джерел, 2 додатки.

ГЕТЕРОСТРУКТУРА, ГУСТИНА ЕЛЕКТРОННИХ СТАНІВ, ЕНЕРГЕТИЧНІ ЗОНИ, КВАНТОВА ЯМА, НАДГРАТКА, НАПІВПРОВІДНИК, ОПТИЧНЕ ПІДСИЛЕННЯ, ОПТИЧНЕ ПОГЛИНАННЯ, РОЗДІЛЮВАЛЬНИЙ БОР'ЄР, СТРУКТУРА КВАНТОВО- РОЗМІРНА, ФОТОН.

Об'єктом дослідження є активна область наноструктурного напівпровідникового приладу у вигляді п'ятишарової КРС на основі гетероструктури GaAs/Al_xGa_{1-x}As.

Метою даної атестаційної роботи є дослідження енергетичного спектру частинок і квазічастинок у багатошаровій КРС, яка знаходиться під впливом зовнішнього, сталого у часі просторово симетричного електричного поля.

Метод дослідження – квантово-механічне моделювання руху носіїв у багатошарових КРС

У роботі досліджено механізми виникнення енергетичних мінізон частинок і квазічастинок у багатошарових наноструктурах, оптичні переходи і оптичне підсилення у багатошарових КРС.

ABSTRACT

The explanatory note contains: 67 pp., 43 fig., Table, 11 sources, 2 appendices.

HETEROSTRUCTURE, DENSITY OF ELECTRONIC STATES, ENERGY BANDS, QUANTUM WELL, SUPERLATTICE, SEMICONDUCTORS, OPTICAL AMPLIFICATION, OPTICAL ABSORPTION, SEPARATION BARRIER, QUANTUM SIZED STRUCTURE, PHOTON.

The object of the study is the active region of the nanostructured semiconductor device in the form of a five-layer QWS based on the GaAs / Al_xGa_{1-x}As heterostructure.

The aim of this certification work is to study the energy spectrum of particles and quasiparticles in a multilayer QWS, which is under the influence of an external, spatially symmetric electric field constant in time.

The research method is quantum-mechanical modeling of carrier motion in multilayer QWS.

The mechanisms of occurrence of particles and quasiparticles energy minizones in multilayer nanostructures, optical transitions, and optical amplification in multilayer QWS are investigated.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	7
ВСТУП	8
1 ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ КВАНТОВИХ РОЗМІРНИХ СТРУКТУР.....	9
1.1 Надгратки та їх основні оптичні властивості	9
1.2 Залежність показника заломлення від структурних параметрів надграток.....	12
1.3 Оптична нелінійність в квантових розмірних структурах.....	16
1.3.1 Екситонні стани в квантових розмірних структурах.	17
1.3.2 Оптична нелінійність надграток.	22
1.3.3 Вплив електричного поля.	24
1.3.4 Лазери з квантово-розмірними шарами.....	26
2 ОСОБЛИВОСТІ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ І ПОГЛИНАННЯ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ У БАГАТОШАРОВИХ НАДГРАТКАХ	37
2.1 Короткий опис розглядової квантової розмірної структури	37
2.2 Формування енергетичних мінізон носіїв в надгратках	39
2.3 Визначення АЧХ коефіцієнту підсилення випромінювання в багатошаровій КРС	44
2.4 Рішення рівнянь Шредінгера для багатошарової квантово-розмірної структури з урахуванням зовнішнього потенціалу збурення.....	47
2.5 Результати моделювання енергетичного спектру багатошарової наноструктури	48
ВИСНОВКИ.....	66
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ	67
ДОДАТОК А.....	68
ДОДАТОК Б	69

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

ГДГ – генерація другої гармоніки (стосується цнжекійних напівпровідникових лазерів на гетероструктурах).

ІЧ – інфра-червоний (діапазон);

КРС – квантово-розмірна структура;

КЯ – квантова яма;

ККД – коефіцієнт корисної дії;

ОГС – одинарна гетероструктура;

ПДС – подвійна гетероструктура;

QWS – quantum well structure;

ВСТУП

Розвиток і вдосконалення приладів наноелектроніки вимагає детального вивчення фізичних процесів і явищ, що відбуваються в активних областях приладів. Явище квантового обмеження руху носіїв в будь-якому напрямку призводить до появи нових фізичних ефектів і явищ, які в свою чергу можуть бути використані для створення нових напівпровідникових приладів і розширення функціональних можливостей вже існуючих приладів мікро- та наноелектроніки.

Як відомо, сильно виражена оптична нелінійність системи, виготовленої з матеріалів, які майже не володіють оптичною нелінійністю, є наслідком великих значень дипольних матричних елементів переходів між різними рівнями розмірного квантування. Ці рівні виникають в системі внаслідок обмеження руху носіїв струму потенціалом наноструктур, а резонанси на частотах, відповідних різниці енергій рівнів, потрапляють в інфрачервоний діапазон довжина хвиль.

Напівпровідникові прилади на основі квантово-розмірних структур отримали в останні роки широке розповсюдження. Прилади на основі квантово-розмірних структур мають унікальні властивості:

- дискретним, високостабільним спектром випромінювання і поглинання;
- малим часом перемикавання - малою інерційністю;
- мікромініатюрністю навіть у порівнянні з традиційними приладами мікроелектроніки;
- можливістю створення надграток і наноструктур на їх основі і т.д.

Особливе місце серед квантово-розмірних приладів займають світловипромінювальні високонапрявлені діоди і інжекційні напівпровідникові лазери на квантово-розмірних структурах (КРС).

Метою даної дипломної роботи є дослідження енергетичного спектру частинок і квазічастинок у багаточаровій КРС, яка знаходиться під впливом зовнішнього, сталого у часі просторово симетричного електричного поля.

1 ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ КВАНТОВИХ РОЗМІРНИХ СТРУКТУР

1.1 Надгратки та їх основні оптичні властивості

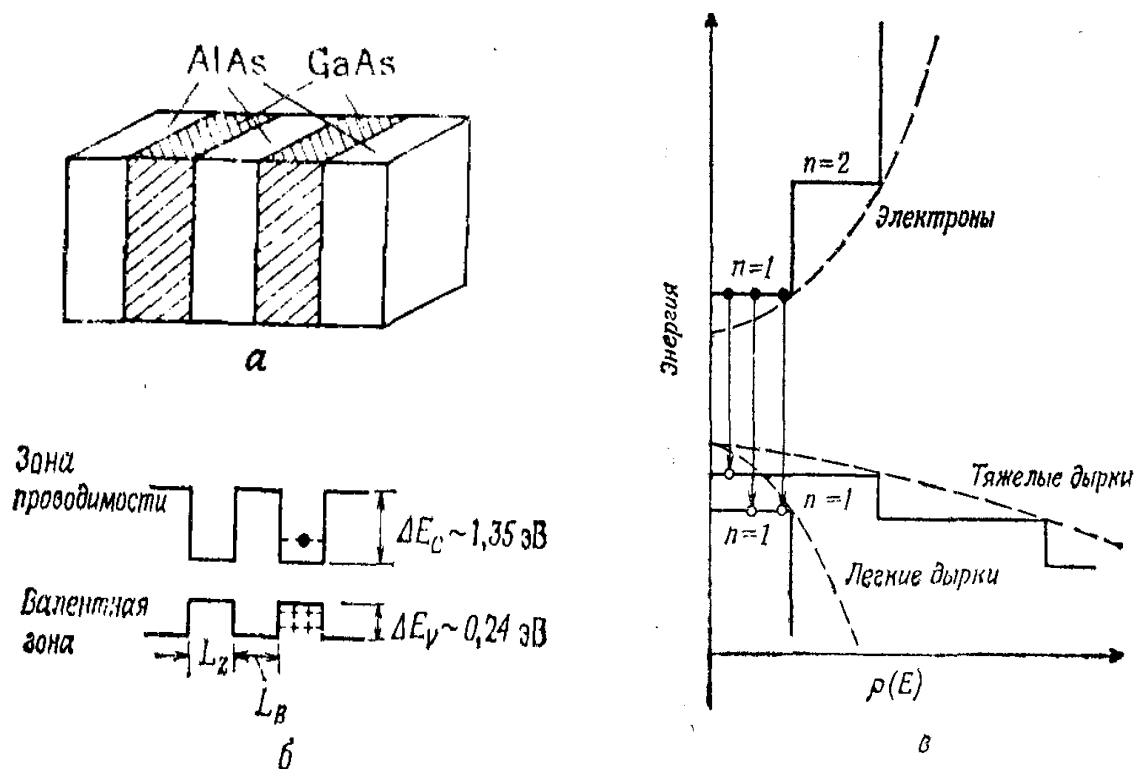
Надгратка є напівпровідникова або напівметалічна структура у якій послідовно чергуються шари надтонких плівок з різними електрофізичними властивостями. Для напівпровідникових надграток, найбільш типовими є структури на основі монокристалічних плівок арсеніду галію (товщиною Lz) і монокристалічних плівок арсеніду алюмінію або $Al_xGa_{1-x}As$ (товщиною Lb), для яких в достатній мірі виконується умова ізоперіодичності. Приклад структури такої надгратки наведено на рис. 1.1, а. Основною рисою таких структур є відмінність в ширині заборонених зон E_g обох матеріалів. Внаслідок цього в зоні провідності і у валентній зоні такої надграткової структури в напрямку осі вирощування шарів – осі z , формується певний потенційний профіль. Зокрема межі зон провідності і валентної періодично змінюється у напрямку зростання наноструктури (рис. 1.1, б).

У надгратці на основі GaAs-AlAs в шарах арсеніду галію і арсеніду алюмінію потенційна енергія електронів і дірок зменшується чи збільшується на величину ΔE_c або ΔE_v відповідно. Саме тому перший шар з меншою забороненою зоною називається шаром з потенційною ямою, а другий - шаром з потенційним бар'єром.

Рух електрону (або дірки) в полі потенціалу, який періодично змінюється, може бути точно описаний в рамках моделі Кроніга - Пенні. У разі коли не потрібна висока точність, при розгляді тільки одного шару з потенційною ямою, розміщеного між шарами з потенційними бар'єрами можна скористатися класичним квантово-механічним підходом. За припущення необмеженої ширини бар'єрних шарів Lb і висоти потенційного бар'єру ΔE_c в

потенційній ямі де знаходяться електрони або дірки, цілком достатньо застосування одновимірного рівняння Шредінгера.

Якщо обмежити розгляд руху частинок і квазічастинок тільки електронами, у потенційній ямі утворюються дискретні енергетичні рівні з власними значеннями енергії - E_n , відлік якої починається від дна зони провідності:



а - модель надгратки на основі GaAs-AlAs;

б - зонна структура в надгратці;

в - енергетична діаграма в надгратці. (Штрихові криві відповідають межах зон для об'ємного кристалу GaAs).

Рисунок 1.1 – Приклад структури надграток

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_e^*} \cdot \left(\frac{\pi}{L_z} \right)^2 \cdot n^2,$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Якщо товщина шару $Lz < 200$ А то ΔE_n стає більше 13 MeВ, і цією величиною вже не можна знехтувати в порівнянні з тепловою енергією kT при кімнатній температурі, що дорівнює 25 MeВ. Таким чином квантоворозмірний ефект буде спостерігатися навіть при кімнатній температурі.

Отже, електрон в напрямку осі z матиме квантовані власні значення енергії E_n , а в ортогональних напрямках – в площині xy, буде рухатись як вільна частинка. Відповідно кінетична енергія електрону може бути записана як:

$$E = E_n + \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_e^*} \cdot \left(k_x^2 + k_y^2 \right), n=1,2,3,\dots$$

Виходячи з того, що енергетичний спектр надгратки буде суттєво відрізнятися від аналогічного спектру об'ємного матеріалу можна стверджувати що надгратки набувають специфічних оптичних властивостей, які відрізняють їх від об'ємних кристалів, на прикладі структури на основі GaAs-AlAs. Найбільш характерними факторами, що відрізняють оптичні властивості надграток від властивостей об'ємного матеріалу є залежність довжини хвилі випромінювання від товщини квантоворозмірні шару, а також спектр коефіцієнтів поглинання і підсилення.

При освітленні надгратки слабким оптичним випромінюванням внаслідок рекомбінації між електронами і важкими дірками які перебувають на нижчому квантовому рівні ($n = 1$) виникає явище люмінесценції.

Положення цього квантового рівня, (як показано на рис. 1.1 б), істотно залежить від товщини шару з потенційною ямою Lz . При зменшенні Lz квантові рівні електронів і дірок віддаляються відповідно від дна зони провідності або стелі валентної зони, внаслідок чого енергія рекомбінації збільшується.

На рис. 1.2 показані результати вимірювання довжини хвилі фотолюмінесценції і відповідної енергії кванта при кімнатній температурі в

надгратках, що мають різні Lz . Для нелегованих надграток (показані на рисюнку у вигляді точок) спостерігається дуже близький збіг з показаним штриховою кривою точним розрахунком на основі моделі Кроніга-Пенні. Це свідчить про принципову можливість виготовлення ідеальних квантових розмірних структур.

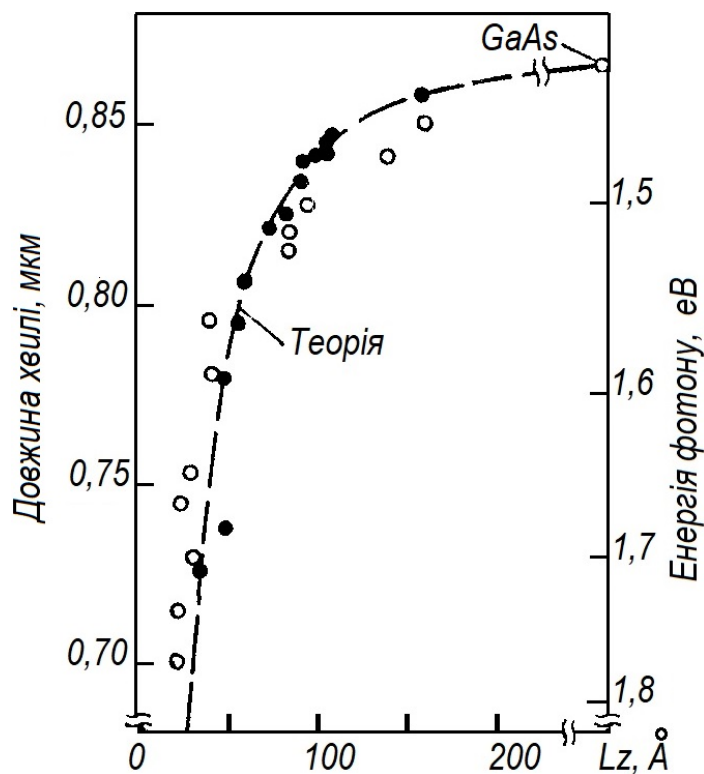


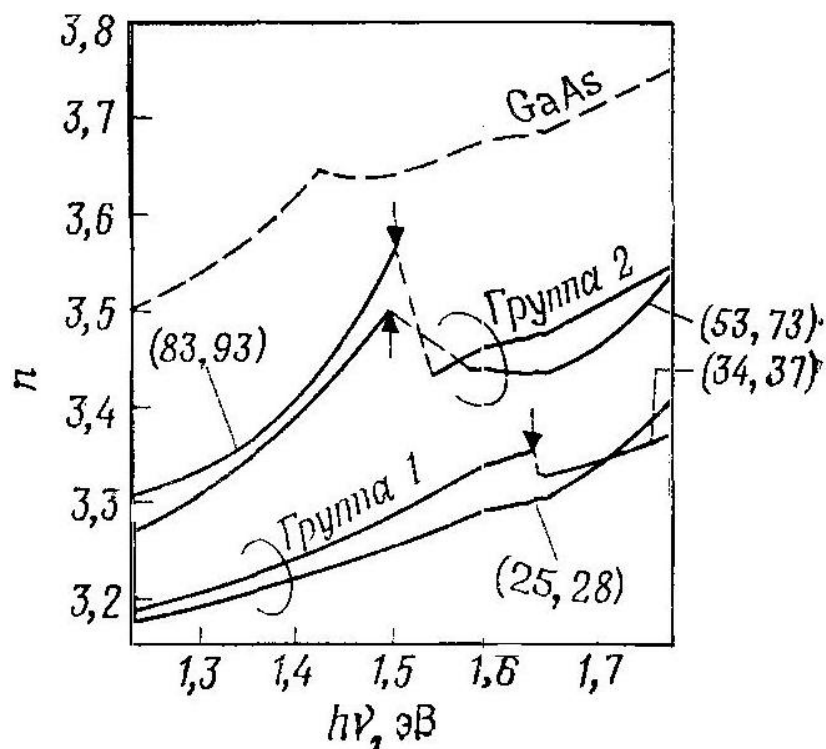
Рисунок 1.2 – Залежність довжини хвилі фотолюмінесценції від товщини квантово-обмеженого шару Lz ($T = 300$ К, $Nd-Na = 2 \cdot 10^{18}$ см^{-3})

Для вимірювання Lz можна користуватися, наприклад, неруйнівним методом, заснованим на реєстрації відбиття рентгенівського випромінювання.

1.2 Залежність показника заломлення від структурних параметрів надграток

На рис. 1.3 показані залежності спектрів показників заломлення надграткових структур від параметрів надграток (товщин потенційних ям і обмежувальних бар'єрів).

Для аналізу в [7, 9] були обрані чотири зразки надграток на основі GaAs – AlAs (їх спектри показані на рисунку суцільними лініями) з постійними середніми стехіометричними коефіцієнтами арсеніду алюмінію; $\bar{x} = L_b / (L_z + L_b) = 0,53 \pm 0,03$; відповідні значення L_z і L_b зазначені в ангстремах в круглих дужках. Розглянуті зразки розділені на дві групи. До першої групи входять зразки з L_b менш 45 А, і в цьому випадку через взаємозв'язок квантово-обмежених шарів дисперсійна залежність близька до залежності, що відповідає твердому розчину $Al_{0,53}Ga_{0,47}As$. До другої групи належать зразки з товщиною бар'єрного шару більше 45 А.



Штрихова крива - спектр показника заломлення для об'ємного кристала GaAs;
у дужках наведені значення L_z і L_b відповідно (в ангстремах)

Рисунок 1.3 – Спектральна залежність показника заломлення надграток на основі GaAs – AlAs

В розгляданому випадку квантово-розмірні шари слабо пов'язані між собою, в результаті чого спостерігається збільшення показника заломлення

приблизно на 0,2 порівняно зі зразками першої групи. Власні значення енергій, за яких спостерігається стрибок в дисперсійній кривій (на рисюнку показані стрілками), відповідають еквівалентній енергії зпбороненої зони E_g надграткової структури. Для твердих розчинів $Al_xGa_{1-x}As$ ($0 \leq x \leq 1$). Показник заломлення, що відповідає E_g , має значення близько 3,65 і практично не залежить від вмісту алюмінію – x . На противагу цьому в надгратках, як показано на рис. 1.3, він істотно залежить від L_z і L_b і, як правило, зменшується порівняно з твердим розчином більш ніж на 0,1.

Ці обставини важливо враховувати під час проектування, лазерних діодів на основі багатошарової квантово розмірних структурах (КРС), в яких надгратка використовується як оптичний хвилевод.

Екситони за кімнатної температури. На рис. 1.4 показані результати вимірювання спектрів оптичного поглинання за кімнатної температури для надгратки і кристалу GaAs високої хімічної чистоти.

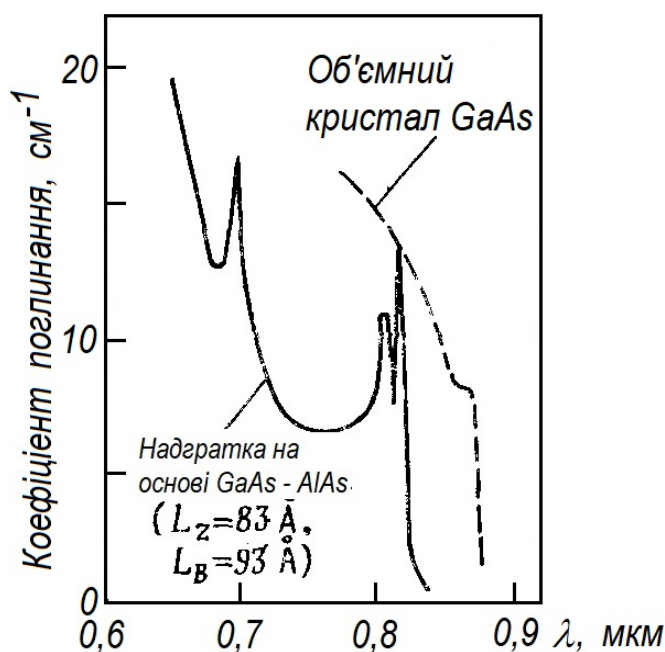
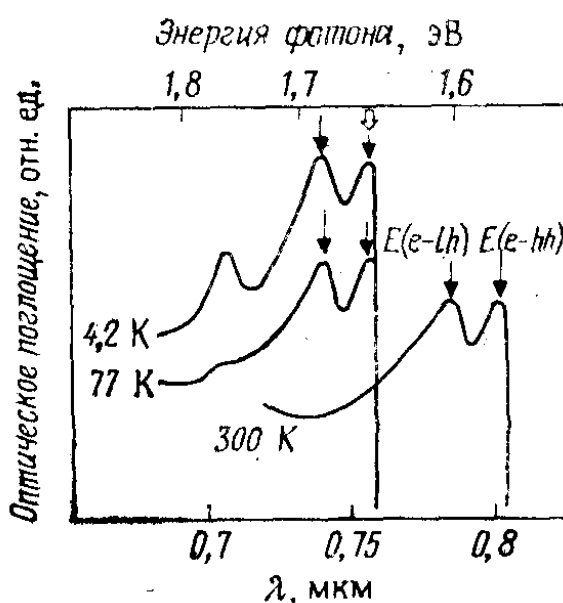


Рисунок 1.4 – Порівняння спектрів оптичного поглинання в надгратці типу GaAs - AlAs і в об'ємному кристалі GaAs ($T = 300$ K)

В структурі на основі надгратки спектр відображає наявність ступінчастої функції густини станів $\rho(E)$ з додатковими піками поглинання на довжинах хвиль, відповідних межі смуги поглинання (наприклад, на довжині хвилі $\lambda \sim 0,8$ мкм, що відповідає енергії рекомбінації електрона першого рівня $n = 1$ і важкої дірки), а також енергії рекомбінації електронів рівнів $n = 2, 3, \dots$ і дірок.

Результати вимірювання спектрів оптичного поглинання для двох таких піків поблизу межі поглинання для різних температур зразка показані на рис. 1.5. Для зручності спостереження спектри паралельно зміщені по осі ординат.



Lz = 54 Å, нелегована

Рисунок 1.5 – Спектри оптичного поглинання у надгратці GaAs - AlAs виміряні для різних температур

Як впливає з аналізу спектрів оптичного поглинання, наведених на рис. 1.5, при послідовному зменшенні температури аж до 4,2 К конфігурація подвійного піку практично не змінюється.

Вважається, що при низьких температурах причиною такого подвійного піку є екситон, що складаються з електрона і важкої дірки і електрона і легкої

дірки. Отже, можна припустити, що аналогічний пік поглинання при кімнатній температурі також викликаний впливом екситонів [3, 6 – 9].

1.3 Оптична нелінійність в квантових розмірних структурах

Оптична нелінійність в надгратках спостерігається при виконанні так звані умови резонансу, коли енергетичні рівні спектру КРС розташовуються еквідистантно і різниця їх енергій кратна енергії фотону первинного випромінювання. Задача визначення потенціалу обмеження, що забезпечує еквідистантність кількох енергетичних рівнів, є складним варіаційним завданням, яке навіть при фіксованій формі потенціалу не має однозначного розв'язку. Параметри потенціалу обмеження можуть змінюватися таким чином, що при зміні положення рівнів еквідистантність між ними зберігається. У свою чергу варіація параметрів, що не порушує умов резонансу, сильно впливає на значення дипольних матричних елементів, що в свою чергу може призвести до істотної зміни значень оптичних характеристик КРС. Так, зміною параметрів структури можна домогтися великого значення коефіцієнта генерації другої гармоніки (ГДГ). Разом з тим максимальність коефіцієнту ГДГ зовсім не означає, що інтенсивність генерованого випромінювання яка вимірюється на подвійній частоті буде обов'язково максимальною. Дійсно, в режимі подвійного резонансу випромінювання що генерується може сильно поглинатися. Резонансні оптичні переходи можуть призвести до сильної генерації на частоті 2ω , але в той же час до сильного поглинання на частотах ω і 2ω .

Зі сказаного, зокрема, випливає, що задача знаходження умов оптичної генерації для другої гармоніки не може бути повністю вирішена в рамках мікроскопічної теорії. Виявленням параметрів наноструктури з максимумним коефіцієнтом ГДГ або ж мінімумним значенням коефіцієнта поглинання на подвоєною частоті. Повна теорія оптимізації поряд з визначенням оптичних характеристик системи повинна також розглядати рішення рівнянь

макроскопічних полів, що визначають інтенсивності основного і генерується випромінювання при різних значеннях оптичних характеристик системи.

У зв'язку з завданням ГДГ випромінювання в інфрачервоній області довжин хвиль, обумовленого як міжзонними, так і межподзонними оптичними переходами, існують численні асиметричні низькорозмірні структури з декількома еквідистантно розташованими енергетичними рівнями. Такі, як квантові ями зі складною структурою або прості ями, що знаходяться у вбудованому або зовнішньому електричному полі. Нелінійні оптичні властивості асиметричних квантово-розмірних напівпровідникових структур застосовуються у гетероструктурах GaAs/AlGaAs, Si/SiGe, AlInAs/GaInAs, GaN/AlGaN

1.3.1 Екситонні стани в квантових розмірних структурах. Екситоном називається стан, в якому збуджена світлом електронно-діркова пара з'язана за рахунок кулонівського тяжіння, хоча такий стан точніше було б назвати вільним екситоном. В об'ємному кристалі GaAs екситон являє собою водневоподібний стан, в якому електрон знаходиться на круговій орбіті відносно дірки. Радіус цієї орбіти називають борівським радіусом екситону і в GaAs він дорівнює 140 А. При цьому енергія зв'язку дорівнює 4,2 МеВ, що майже на порядок менше теплової енергії при кімнатній температурі (25 МеВ). Таким чином, при кімнатній температурі стан екситону не може бути стабільним [1, 8].

Наявністю екситона можна пояснити невеликий пік біля межі поглинання в показаному штриховою кривою на рис. 1.4 спектрі поглинання об'ємного кристалу GaAs, однак цей пік проявляється для високочистих матеріалів і зазвичай тільки при низьких температурах спостерігається у вигляді одиночного піку.

Однак в разі, коли в надгратці товщина квантово-розмірного шару, в якому знаходиться екситон, менше Борівського радіуса екситону, орбіта електрона деформується, стаючи еліптичною з найменшою віссю в напрямку

координати z . Екситон, обмежений в одному виміру потенційним бар'єром, називається двовимірним [1].

Вимірювання енергії зв'язку двовимірного екситона здійснюється за допомогою методу, названого методом магнітооптичного поглинання, суть якого полягає в наступному.

У зразку перпендикулярно площині надгратки прикладається магнітне поле (рис. 1.6). Це змушує електрони і дірки рухатися по плоских циклотронних орбітах, і в таких умовах вимірюється спектр оптичного поглинання.

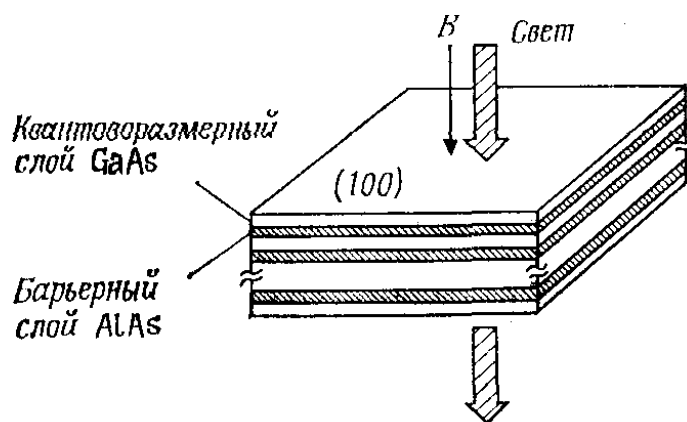


Рисунок 1.6 – Спрощена схема вимірювання енергії зв'язку двовимірного екситона методом магнітооптичного поглинання

На рис. 1.7 показані спектри оптичного поглинання виміряні за температури 4,2 К при різних рівнях прикладеного магнітного поля B . На врізці показано спектр оптичного поглинання в об'ємному кристалі GaAs при індукції магнітного поля 33,8 Тл.

Як видно з рисунка, крім з'являється поблизу краю поглинання екситонного піку поглинання E_{hh} , в який вносять вклад важкі дірки, і екситонного піку поглинання E_{lh} , що визначається внеском легких дірок, у міру збільшення магнітного поля з'являються осциляції поглинання, пов'язані з рівнями Ландау $n = 1, 2, 3, \dots$, які є квантовими рівнями циклотронних орбіт. Ці осциляції з ростом магнітного поля зміщуються в бік більш високих енергій.

Залежність енергії для кожного піку поглинання від величини магнітного поля показана на рис. 1.8.

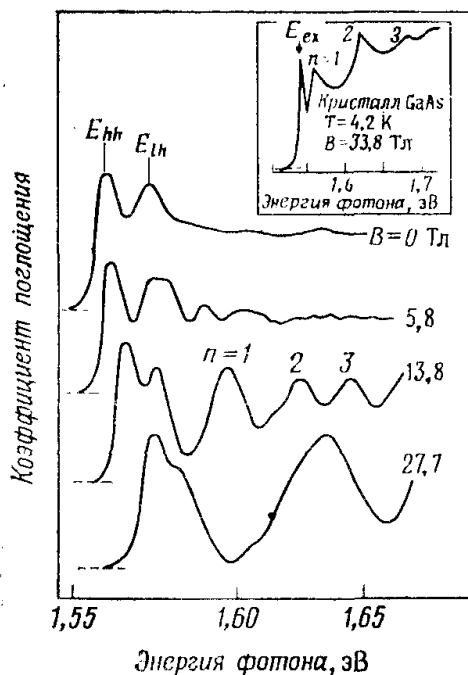


Рисунок 1.7 – Залежність спектру оптичного поглинання в надгратці на основі GaAs- AlAs з $Lz = 112$ А від прикладеного магнітного поля при ($T = 4,2$ К)

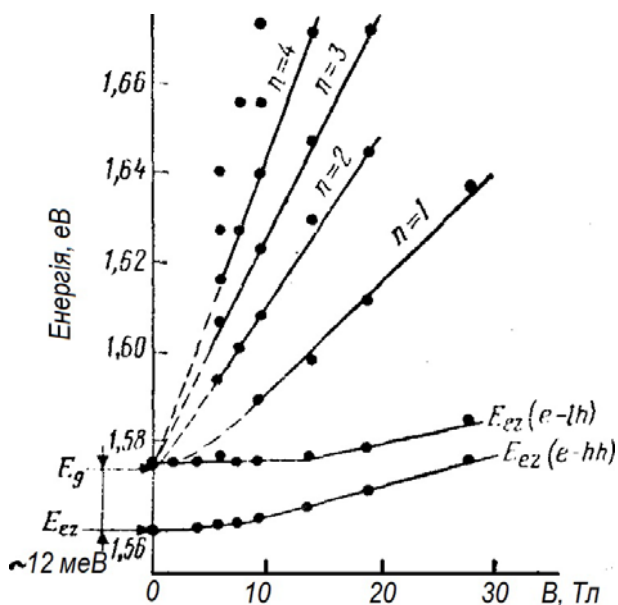


Рисунок 1.8 – Залежність пікової енергії – максимуму поглинання від величини магнітного поля ($Lz = 112$ А, $Lb = 64$ А, $T = 4,2$ К)

З аналізу рис. 1.8 випливає що енергії осциляції, які відповідають рівням Ландау з певними квантовими числами, лінійно змінюється з ростом магнітного поля, а при індукції зовнішнього магнітного поля $B = 0$ прямі, що відповідають різним рівням Ландау, сходяться в одній точці. Виходячи з цього, значення енергії в отриманій точці відповідає еквівалентній ширині забороненої зони надгратки – E_g . З іншого боку, значення піків поглинання, пов'язаних з важкими дірками, і піків поглинання, пов'язаних з легкими дірками, змінюються за квадратичним законом, що відповідає теорії і безпосередньо вказує на «екситонне походження» піків, які спостерігаються. Різниця результатів екстраполяції до $B = 0$ значень цих піків і вказаного значення E_g (E_{hh}^B, E_{lh}^B) визначає енергію зв'язку відповідного екситону. Перевагою описаного методу є висока точність (± 1 MeV) визначення E_g за допомогою екстраполяції прямих, що відповідають різним рівням Ландау і, таким чином, висока точність результатів вимірювання енергії зв'язку екситону. Здійснюючи аналогічні вимірювання для зразків з різними товщинами L_z квантово-обмеженого шару (шару GaAs), в якому знаходиться екситон, можна отримати показану на рис. 1.9 залежність енергії зв'язку екситона на важкій дірці – E_{hh}^B від L_z . З аналізу даних, наведених на рис. 1.9 випливає, що енергія зв'язку екситона на важкій дірці – E_{hh}^B , яка в тривимірному об'ємному кристалі становить всього лише 4,2 MeV, збільшується відповідно до зменшення L_z . У разі коли $L_z = 50$ А енергія зв'язку екситона на важкій дірці – E_{hh}^B досягає 14 ... 15 MeV.

Також на рис 1.9 для порівняння штрихпунктирною кривою показані результати розрахунку енергії зв'язку, отримані за допомогою моделі атома водню. З аналізу даних, наведених на рис 1.9 слідує, що при $L_z < 200$ А відбувається систематичне зменшення розрахункових значень порівняно з експериментальними даними.

Це відповідає збільшенню приведеної маси екситону відповідно у міру того, як він дедалі більше стає двовимірним. Особливий інтерес викликає

показаний на рис. 1.7 спектр поглинання в сильному магнітному полі 27,7 Тл, в якому спостерігається чергування областей поглинання і пропускання. Це свідчить про тривимірному обмеження електронної системи. А саме два виміри обмежені через вплив циклотронного ефекту, третє через малу товщину шару надгратки. В об'ємному матеріалі GaAs навіть в сильному магнітному полі 33,8 Тл виявляється тільки двовимірне обмеження в межах циклотронної орбіти; тому, як показано на вставці в правому верхньому куті рис. 1.7, смуг пропускання в діапазоні оптичного поглинання не спостерігається.

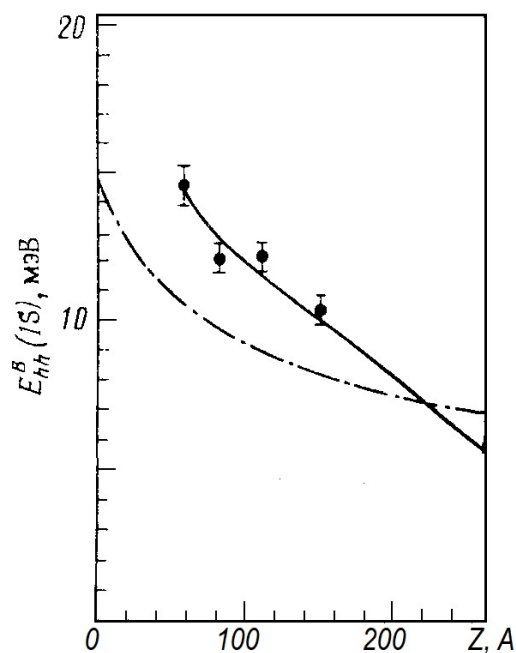


Рисунок 1.9 – Залежність енергії зв'язку екситона для важких дірок в надгратці на основі GaAs - AlAs від товщини квантоворозмірні шару L_z (крапками показані дані Тарута і ін.)

Таким чином, в структурах на основі надграток через збільшення енергії зв'язку екситони не тільки викликають появу різких піків в спектрі оптичного поглинання при кімнатній температурі, але і стабільно існують, не розпадаючись аж до температури понад 200° С.

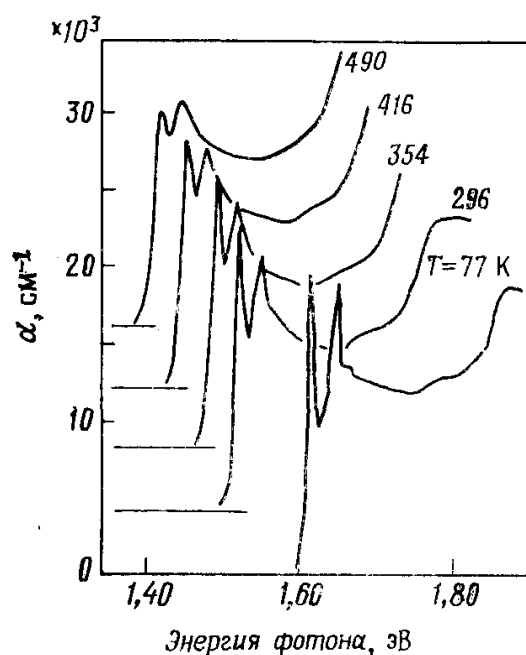


Рисунок 1.10 – Температурна залежність спектра оптичного поглинання для надгратки на основі GaAs – AlAs ($L_z = L_b = 76 \text{ \AA}$)

Отже, в напівпровідниках типу $A_{III}B_V$, які отримали найбільш широке розповсюдження при виробництві електронних і оптичних приладів, екситони, нестабільні при кімнатній температурі в об'ємному матеріалі, в надгратці утворюють стійкий стан навіть при більш високих температурах. Крім надграток на основі системи GaAs-AlGaAs, у яких екситони утворюються за кімнатної температури, екситони виявлені також в надгратках на основі GaInAs-AlInAs і надгратках на основі GaSb-AlGaSb з меншою E_g . З огляду на таке широке застосування напівпровідників груп $A_{III}B_V$, можна очікувати появи нового класу приладів, заснованих на особливих властивостях екситонів.

1.3.2 Оптична нелінійність надграток. Екситон являє собою збуджений світлом зв'язаний стан електрона і дірки у напівпровіднику [1]. Густина екситонів збільшується внаслідок збільшення інтенсивності оптичного збудження. Подальше зростання рівня збудження призводить до виникнення умов, за яких в просторі, займаному одним екситоном і визначеному боровським радіусом, буде існувати більш одного екситону. Також

посилюється взаємодія між екситонами (наприклад, за рахунок електрон-електронної та дірково-діркової взаємодії), внаслідок чого між пов'язаними з дірками електронами виникають кулонівські сили відштовхування і екситонний стан розпадається. Це, в свою чергу, призводить до зменшення екситонних піків оптичного поглинання і одночасно до збільшення показника заломлення. На рис. 1.11 наведені результати вимірювання спектра оптичного поглинання на межі смуги поглинання для багатошарової квантової розмірної структури GaAs-AlAs при різних інтенсивностях оптичного збудження.

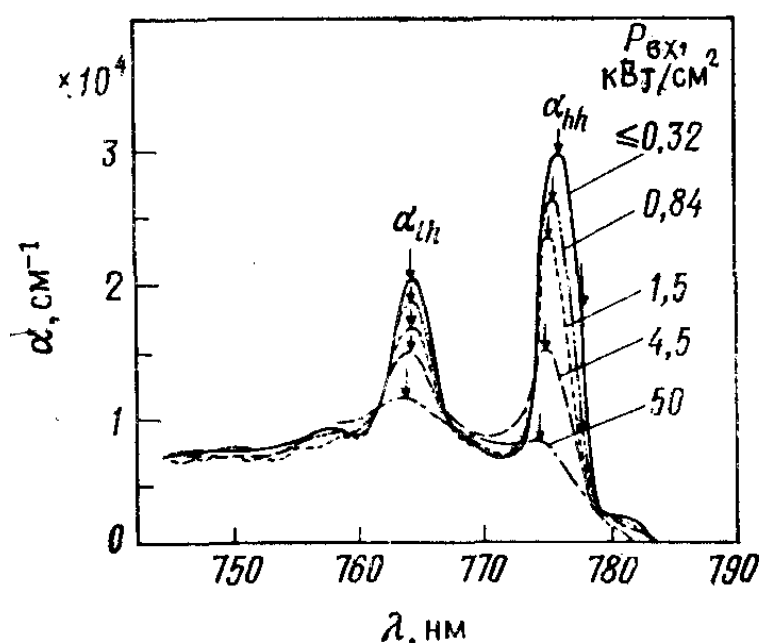


Рисунок 1.11 – Зміна спектра оптичного поглинання в залежності від потужності оптичного збудження $P_{\text{вх}}$ ($T = 2 \text{ K}$) в надгратці GaAs-AlAs

Як впливає з аналізу кривих наведених на рис. 1.11, збільшення інтенсивності оптичного збудження призводить до зменшення величини екситонних піків поглинання. Така залежність коефіцієнта поглинання і показника заломлення від інтенсивності світла називається оптичною нелінійністю, причому в даному випадку потрібна менша інтенсивність збудження в порівнянні з іншими оптичними нелінійностями, заснованими на

об'ємних ефектах. Галуззю застосування описаного явища є, наприклад, прилади з оптичною бістабільністю.

1.3.3 Вплив електричного поля. Якщо до структури на основі надгратки прикласти зовнішнє електричне поле, то форма потенційних ям буде залежати від його величини і напрямка. Внаслідок цього виникають зміни квантових рівнів електронів і дірок всередині потенційних ям і, отже, зміни енергії екситонних піків поглинання. Таке явище є різновидом ефекту Штарка і називається квантовим ефектом Штарка.

Зміна ΔE квантового рівня під дією електричного поля F можна приблизно описати за допомогою наступного виразу:

$$\Delta E \approx -2.2 \cdot 10^{-3} m^* e^2 F^2 L_z^4 / \hbar^2, \text{ eV.} \quad (1.1)$$

На рис. 1.12 наведені приклади спектрів оптичного поглинання в надгратці, отримані при різній напрузі зсуву, прикладених до р-і-n – діоду, в якому в шарі з власною провідністю вбудована надгратка на основі GaAs/Al_{0,29}Ga_{0,71}As ($L_z = 120$ Å; $L_b = 58$ Å). Виміри проводилися при температурі 77 К.

На тому ж рисунку наведені значення напруги зсуву, причому, якщо перевести їх в напруженість електричного поля з урахуванням контактної різниці потенціалів, то -5 В відповідатиме $3,7 \cdot 10^4$ В/см. Як впливає з аналізу даних наведених на рис. 1.12, при збільшенні напруги зворотнього зміщення піки поглинання для екситонів з $n=1$ переміщуються в бік більш низьких енергій. При цьому зміна положення екситонного піку поглинання, пов'язаного з важкої діркою ($n=1, e-hh$), виявляється більше, ніж у екситонного піку, пов'язаного з легкої діркою ($n=1, e-lh$), що впливає з виразу (1.1), згідно з яким зміна квантового рівня ΔE пропорційна ефективній масі m^* . Крім того, при увімкненні електричного поля в області енергій на 14 меВ нижче екситонного піку поглинання для $n=2$ з'являється ще один пік поглинання, який відповідає екситону, утвореному електроном квантового рівня $n=2$ і важкою діркою

квантового рівня $n=1$. За відсутності зовнішнього електричного поля потенціал квантової ями повторює її форму, і перехід з діркового рівня з квантовим числом $n = 1$ на електронний рівень з $n=2$ заборонений правилом відбору, заснованим на симетрії хвильової функції.

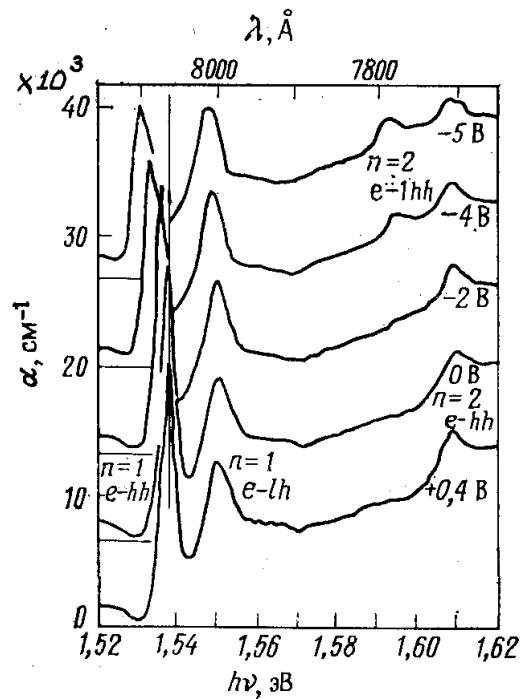


Рисунок 1.12 – Залежність спектру оптичного поглинання в надгратці на основі GaAs/Al_{0,29}Ga_{0,71}As від величини прикладеного електричного поля (T = 77 K)

Однак при накладенні електричного поля потенціал квантової ями деформується, що призводить до зміни симетрії хвильової функції, внаслідок чого заборона на даний перехід знімається. Екситон, що з'являється таким способом, називається забороненим. Роль заборонених екситонів, які виникають під дією зовнішнього електричного поля полягає в можливості отримання більшої інформації про квантові рівні, що виникають всередині квантової ями. Крім того, в даний час запропоновані різні пристрої, дія яких заснована на використанні ефекту зміщення екситонного піку поглинання під дією електричного поля, наприклад високошвидкісні оптичні модулятори,

лазерний діод з синхронізацією мод, оптичний логічний венти́ль, оптичний пристрій зсуву рівня і ін.

1.3.4 Лазери з квантово-розмірними шарами. Лазерні діоди з подвійною гетероструктур, у яких в активній області використовується надгратки, отримали загальну назву «лазери з квантово-розмірними шарами».

При цьому, в залежності від кількості вбудованих усередині активної області квантових шарів вони називаються лазерами з одношаровою КРС або лазерами з багатшаровою КРС.

У перших моделях лазерів на КРС були використані матеріали системи GaAs/AlGaAs. Для реалізації багатшарових квантово-розмірних лазерів в більш довгохвильовій області спектру застосовуються матеріали систем InGaAs-InP та InGaAs-AlInAs, що забезпечують узгодження параметрів кристалічних ґраток.

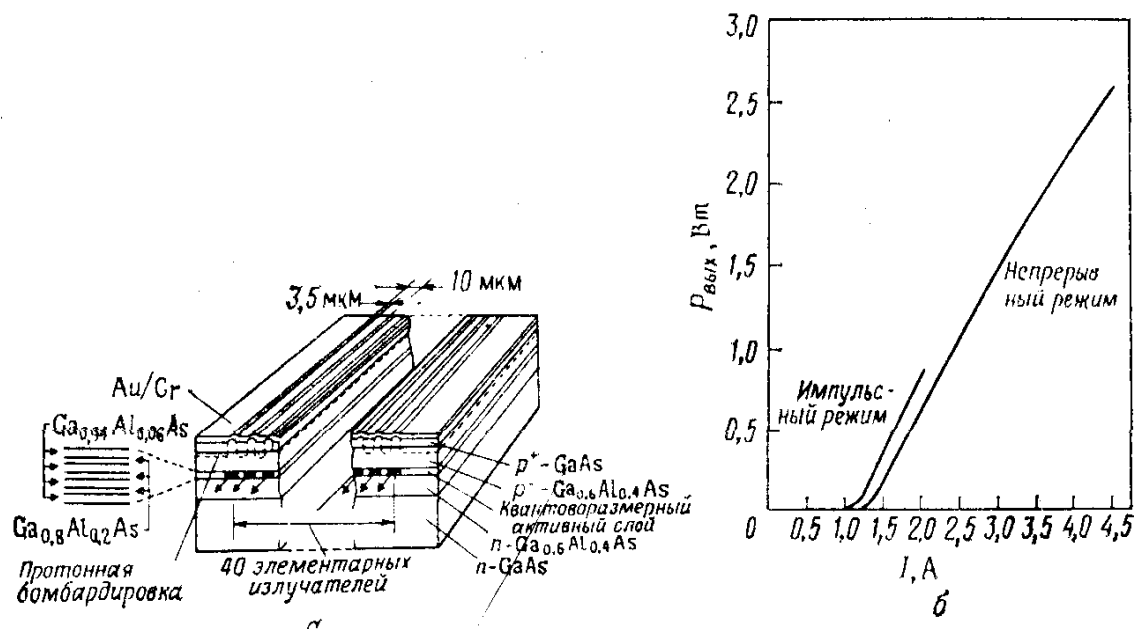
Характеристики квантово-розмірного лазера. До специфічних особливостей квантово-розмірних лазерів з точки зору сучасної теорії їх фізичного тлумачення відносяться наступні.

Зниження порогового струму. У порівнянні з аналогічним по геометрії лазерним діодом з подвійною гетероструктурою лазер з багатшаровою КРС має в три рази менше значення порогового струму. Пояснити це можливо показаним на рис. 1.3 зменшенням спектральної ширини лінії підсилення, причиною якого є ступінчаста функція густини станів $\rho(E)$, яка призводить до зростання максимумного коефіцієнта підсилення.

Варто відзначити, що є можливість ще більшого зниження порогового струму, якщо розробити механізм, який дозволить більш ефективно інжектувати електрони у квантові ями.

Збільшення характеристичної температури T_0 . Інжекційні лазери на основі квантової розмірної структури мають високу характеристичну температуру T_0 (слабку температурну залежність порогового струму). Це пояснюється меншим впливом (в порівнянні з випадком об'ємного матеріалу) температурних змін на енергетичний розподіл електронів при наявності

ступінчастої функції густини станів. Однак у міру вдосконалення технологічної бази характеристична температура в звичайних лазерах з подвійною гетероструктур також збільшиться приблизно до 200 К, так що квантоворозмірні лазери втратять свою перевагу.



- а) структура багатосмушкового квантоворозмірного лазера;
 б) ват-амперні характеристики многополоскового квантоворозмірні лазера

Рисунок 1.13 – Структура багатосмушкового квантоворозмірні лазера

Зменшення ширини, забороненої зони. На рис. 1.14 показані спектри люмінесценції багатошарового квантоворозмірні лазера при струмах, які істотно менше порогового значення.

З аналізу спектрів, наведених на рис. 1.14 впливає що навіть при струмі накачування, що становить 0,04 порогового значення, в спектрі з'являються два явних максимуми. При збільшенні рівня накачування більш довгохвильовий максимум буде рости аж до досягнення режиму лазерної генерації. Максимум у короткохвильовій області спектру є наслідком рекомбінації електронів і важких дірок з найнижчих квантових рівнів ($n=1$), і його положення приблизно

відповідає довжині хвилі максимуму фотолюмінесценції, зазначеного на рис. 1.14 стрілкою PL.

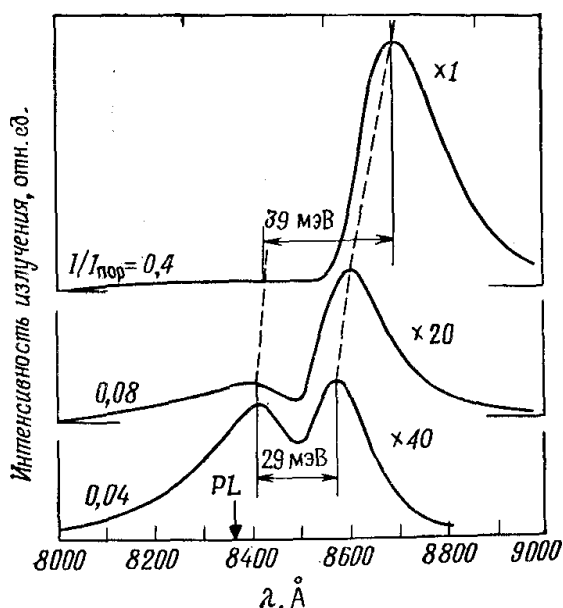


Рисунок 1.14 – Спектри люмінесценції багат шарового квантово-розмірного лазера при струмах накачування істотно нижче порогового значення (ТЕ-мода)

Різниця енергій довгохвильового і короткохвильового максимумів збігається з енергією поздовжнього оптичного фону (приблизно 36 MeB), у зв'язку з чим спочатку вважалось, що в процес генерації багат шарового квантово-розмірного лазера вносять вклад фононні компоненти. На противагу цьому було показано відсутність вкладу поздовжніх оптичних фононів і виявлено, що причиною зсуву є зменшення ефективної ширини забороненої зони внаслідок струмового накачування. Для такого припущення є наступні підстави:

- як показано на рис. 1.14, різниця енергій між двома максимумами не залишається постійною, а збільшується в міру збільшення струму інжекції;

- спектр спонтанного випромінювання, що виходить через вікно в електроді лазерного діода, має один максимум на довжині хвилі, що відповідає стрілці PL на рис. 1.14, і ніяких більше довгохвильових максимумів не спостерігається;

- поява в спектрі двох максимумів (рис. 1.14) можна пояснити накладанням спектрів оптичного підсилення і поглинання в оптичному хвилеводі;

- спектр спонтанного випромінювання має тенденцію монотонного розширення біля основи в міру збільшення струму інжекції, яке в основному відбувається в бік збільшення довжини хвилі.

На основі описаної залежності можна припустити, що під час збільшення концентрації інжекттованих носіїв відбувається зменшення еквівалентної ширини забороненої зони.

Анізотропія коефіцієнта підсилення. На рис. 1.15 показано залежність істинного підсилення світла ($g - \alpha_j$), яке розповсюджується у хвилеводі на основі багат шарової КРС, від нормованого струму інжекції $I/I_{пор}$; для порівняння на тому ж рисунку наведені аналогічні характеристики для випадку, коли використовується хвилевід на основі подвійної гетероструктури. На рисунку α_j - коефіцієнт внутрішніх втрат.

Характерною особливістю багат шарової КРС є значно більша відмінність коефіцієнтів підсилення для хвиль, лінійно-поляризованих в площині р-п-переходу (ТЕ-моди) і перпендикулярно їй (ТМ-моди). Різниця відповідних коефіцієнтів підсилення поблизу порогу генерації становить 140 см^{-1} . Аналогічна різниця коефіцієнтів підсилення для подвійної гетероструктури становить всього лише 20 см^{-1} . Хоча в обох структурах лазерна генерація відбувається на ТЕ-моді, в звичайній подвійній гетероструктурі селекція мод здійснюється за рахунок різниці коефіцієнтів відбиття дзеркал резонатора, в той час як у багат шарової КРС такою селективністю володіє сам оптичний хвилевід, завдяки чому пом'якшуються вимоги до дзеркал резонатора. Анізотропія коефіцієнта підсилення фізично пояснюється правилами відбору для оптичного (випромінювального) переходу, що супроводжується електронно-дірковою випромінювальною рекомбінацією, при обліку структурної анізотропії багат шарового квантово-розмірного лазера. Таким чином випромінювання, що генерується завдяки рекомбінації електронів

і важких дірок, має ТЕ – поляризацію і що в багатошаровій КРС переважають переходи між електронами і важкими дірками, квантові рівні яких нижче в порівнянні з легкими дірками, а густина станів в 7 разів вище.

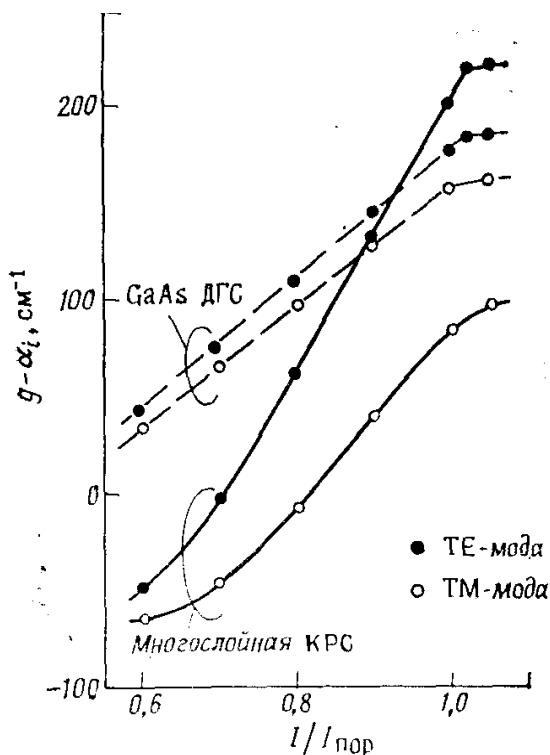


Рисунок 1.15 – Залежність ефективного оптичного підсилення від струму інжекції і від поляризації випромінювання у хвилеводі ($T = 293 \text{ K}$)

Стабільність спектра генерації. Лазер з багатошаровою КРС у порівнянні з лазером з подвійною гетероструктур має вузьку лінію посилення. Отже, можна припустити, що в ньому легше реалізується режим генерації на одній поздовжньої моді (одночастотний режим). Однак в даний час і в звичайному лазері в режимі накачування постійним струмом можна без праці забезпечити умова одночастотної генерації. Тому для порівняння стабільності спектрів генерації коректно вивчати поведінку поздовжніх мод в режимі високошвидкісної модуляції, що викликає значні коливання концентрації інжектруємих носіїв заряду.

На рис.1.16 наведено спектри генерації для лазера з багат шарової КРС і звичайного лазера з подвійною гетероструктур. У режимі високошвидкісної модуляції, коли на постійний зсув I_b , менше порогового струму $I_{пор}$ ($I_b = 0,8I_{пор}$), накладається імпульсна послідовність в форматі RZ з тривалістю імпульсів 1 нс, амплітудою $0,5I_{пор}$ і тактовою частотою 500 МГц, обидва лазера генерують одну поздовжню моду при накачуванні постійним струмом.

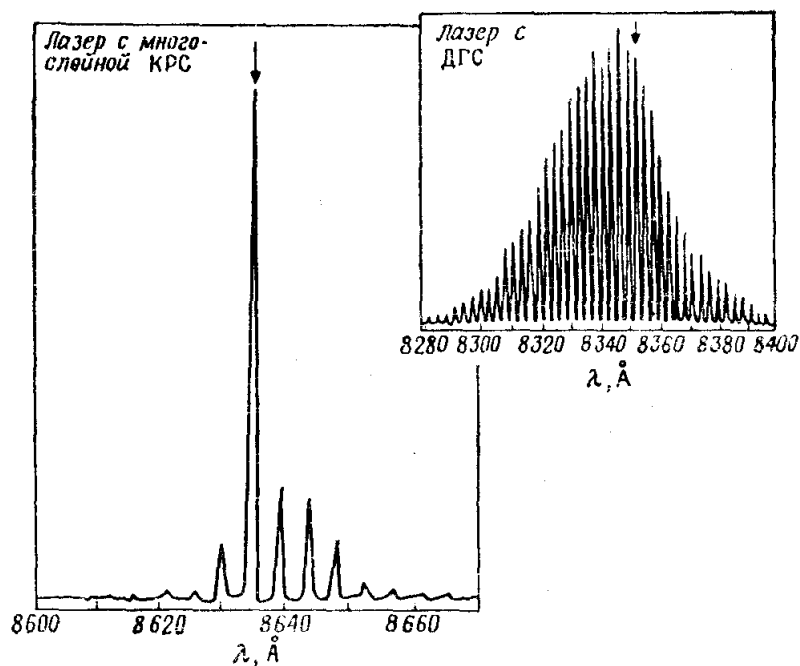


Рисунок 1.16 – Порівняння модуляційних характеристик багат шарового квантово-розмірного лазера і звичайного лазера з подвійною гетероструктур (ПГС)

Як видно з рис. 1.16, в лазері з подвійною гетероструктур виникає режим багатомодовою генерації, і ширина обвідної спектра на половинному рівні досягає 40 Å. Спектр же квантоворозмірні лазера зазнає істотних змін, і навіть довжина хвилі генерації незначно зміщується в порівнянні з випадком накачування постійним струмом.

Низькі втрати при використанні КРС в якості оптичного хвилеводу. На рис. 1.17 показані результати порівняння спектрів оптичного поглинання для

ненакачуємих (тобто за відсутності струмової інжекції) хвилеводів на основі звичайної подвійної гетероструктури і хвилеводів, в активному шарі яких використана багат шарова КРС.

Коефіцієнти поглинання визначені з урахуванням параметра оптичного обмеження, який в обох випадках був приблизно однаковим.

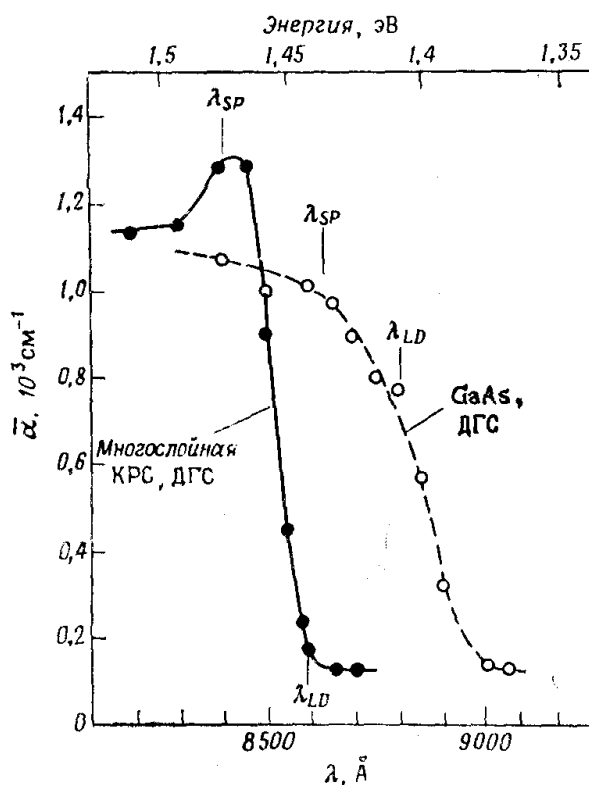


Рисунок 1.17 – Спектри оптичного поглинання хвилеводів на основі багат шарових КРС за відсутності накачування (кімнатна температура, ТЕ-мода)

Для багат шарової КРС спостерігається різка зміна коефіцієнта поглинання, що відображає існування ступінчастої функції щільності станів. Крім того, на рисюнку для обох випадків вказана середня довжина хвилі λ_{SP} спектра спонтанного випромінювання. Довжини хвиль когерентного випромінювання на порозі генерації для кожної зі структур позначені як λ_{LD} . Зрушення довжин хвиль λ_{LD} - λ_{SP} для обох волноводов відповідає різниці енергій порядку 30 MeV і пояснюється вищеописаним ефектом зменшення

ширини забороненої зони. Особливу увагу слід звернути на те, що в звичайній подвійній гетероструктурі на довжині хвилі генерації λ_{LD} зберігається досить велике поглинання в речовині внаслідок порівняно плавного спаду коефіцієнта поглинання, в той час як в хвилеводі на основі квантово розмірних структурах зміна коефіцієнта поглинання дуже різке, і поглинання на хвилі λ_{LD} досить незначно. Цей факт має важливе значення з точки зору практичного застосування, оскільки в разі інтеграції на одній підкладці лазерного діода і елемента на основі пасивних хвилеводів, наприклад оптичного мультиплексора або демультиплексора, за допомогою багат шарової КРС можна зменшити оптичні втрати в пасивному елементі.

Перспективи розвитку квантово лазерів. Квантоворозмірні лазери з технологічними змінами властивостей активного шару. Якщо в надгратці здійснити іонну імплантацію або дифузію домішок, наприклад кремнію, цинку та ін., то правильність атомної конфігурації в вихідній надгратці порушиться і утвориться так званий змішаний кристал з відмінними основними параметрами: шириною забороненої зони, показником заломлення і т.д. Отже, таку технологію можна використовувати, як метод спрямованого поліпшення властивостей матеріалу. Цей метод застосовується в процесі виготовлення лазерних діодів, і відомі спроби застосування його для поліпшення параметрів квантово лазерів. Типовими прикладами цього є: квантоворозмірні лазери з зовнішнім резонатором в інтегральному виконанні, квантоворозмірний лазер з зарощеним хвилеводом, в якому здійснюється бічне оптичне обмеження, квантоворозмірні лазери з пасивними торцевими вікнами, використовуваними для захисту дзеркал резонатора, що дозволяє збільшити потужність випромінювання.

Квантово-розмірні лазери видимого діапазону. Лазерні діоди, що працюють у видимому діапазоні хвиль, мають широку сферу застосування, причому головним є їх застосування в пристроях оптичної пам'яті. Відповідно до цього ведуться дослідження лазерів видимого діапазону, в яких

використовуються багатокомпонентні напівпровідникові матеріали, такі, як $Al_xGa_{1-x}As$, а також $GaSb - Al_xGa_{1-x}Sb$, $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ і т.д.

Крім того, структури з квантоворозмірними шарами мають оптичними властивостями, відмінними від властивостей об'ємних кристалів (мінімальна товщина шару більше 30 нм); їх застосування, можливо, дозволить розширити «короткохвильовий» кордон в лазерах видимого діапазону на основі подвійної гетероструктури.

Квантоворозмірні лазери ближнього ІЧ - діапазону. Лазерні діоди, що працюють в спектральному діапазоні 1,3 – 1,6 мкм, є основними джерелами випромінювання для систем волоконно-оптичного зв'язку. У цьому напрямку в даний час ведуться активні дослідження і розробки, проте через складнощі при епітаксимальній вирощуванні кристалів таких успіхів, як в квантово лазерів більш короткохвильового діапазону на основі системи $Al_xGa_{1-x}As$, поки не досягнуто. Матеріалом, що застосовуються в цьому спектральному діапазоні, є твердий розчин $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y} - InP$. Лазерні діоди з подвійною гетероструктур на основі цього матеріалу виготовляються за допомогою методів вирощування тонких кристалічних плівок, таких, як метод рідиннофазної епітаксії і метод епітаксії з газової фази. Ці методи доведені до високого ступеня досконалості, але, на жаль, не застосовуються при виготовленні багат шарових структур на основі ультратонких плівок, які потрібні для квантово лазерів. Мінімальна товщина плівки складає 15 нм, різкість гетерограніц недостатня і до того ж очікуються труднощі через вплив екситонів, що утворюються при кімнатній температурі. Однак, оскільки ці технології виявилися недосконалими, квантоворозмірні лазери були виготовлені за допомогою рідинно- і газофазної епітаксії, і в них спостерігався режим безперервної генерації при кімнатній температурі. Крім того, були підтверджені описані вище відмінні риси квантово лазерів, такі, як анізотропія коефіцієнта посилення, стійкість одночастотної генерації в динамічному режимі і т.д.

Є також значні труднощі при виготовленні структур на основі четверні з'єднань $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y} - InP$. За допомогою нових технологій епітаксiального вирощування кристалів, наприклад методу молекулярно-пучкової епітаксії і методу хімічного осадження з пари металоорганічного з'єднання. Переваги цих методів, зокрема можливість вирощувати ультратонкі шари аж до одного моноатомного шару, вже підтверджені при використанні матеріалів систем $Al_xGa_{1-x}As$. Труднощі виникають через необхідність ретельного підбору складу чотирикомпонентної системи для точного узгодження параметрів решітки з підкладкою на основі InP . Основні труднощі при використанні методу молекулярно-пучкової епітаксії полягає в необхідності одночасного дозування двох елементів п'ятої групи періодичної системи при високому тиску пари. У зв'язку з цим були зроблені спроби застосування методу молекулярно-пучкової епітаксії для матеріалів системи $Ga_xIn_{1-x}As - Al_yIn_{1-y}As$, що містить тільки один елемент п'ятої групи. У квантово лазерів на основі такої системи було отримано режим імпульсної генерації при кімнатній температурі.

В останні роки основний інтерес проявляється до технологій, що поєднує переваги методу молекулярно-пучкової епітаксії і методу хімічного осадження з пари метало-органічної сполуки. Це, наприклад, метод молекулярно-пучкової епітаксії з парів металоорганічного з'єднання, метод молекулярно-пучкової епітаксії з газоподібним джерелом і метод хімічної пучкової епітаксії. Зокрема, є повідомлення про реалізацію квантоворозмірного лазера системи $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$ за допомогою методу хімічної пучкової епітаксії. Іншим матеріалом для лазерів цього діапазону є $GaSb - Al_xGa_{1-x}Sb$. У цій системі порівняно просто здійснюється вирощування кристалу, наприклад методом молекулярно-пучкової епітаксії. При виготовленні квантоворозмірного лазера спостерігається безперервна генерація при кімнатній температурі, а також незначне розширення спектру при високошвидкісній модуляції. Лазери на основі цього матеріалу працюють на $\lambda = 1,67$ мкм.

Квантово-розмірні лазери в інтегральному виконанні. Формування на одній підкладинці квантово-розмірних лазерів та оптоелектронних пристроїв на основі оптичних хвилеводів має дві відмінні риси:

- це забезпечує низькі втрати внаслідок лінійчастості поглинання в хвилеводах пасивного елемента на довжині хвилі генерації квантово-розмірного лазера;

- завдяки використанню екситонних ефектів в оптичному хвилеводі на основі квантово-розмірних структур можна очікувати нових функціональних можливостей таких лазерів. В даний час вже широко використовуються інтегральні структури на основі квантово-розмірного лазера і оптичного модулятора хвилеводного типу, а також бістабільності функціонування квантово-розмірного лазера.

2 ОСОБЛИВОСТІ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ І ПОГЛИНАННЯ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ У БАГАТОШАРОВИЗХ НАДГРАТКАХ

2.1 Короткий опис розгляданої квантової розмірної структури

У даній атестаційній роботі розглядається нелегована п'ятишарова симетрична квантово-розмірна структура, створена на основі GaAs/Al_xGa_{1-x}As (рис. 2.1). В такій структурі шари вузькозонного матеріалу GaAs обмежені з двох сторін рівноширокими шарами широкозонного матеріалу GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Такі і подібні структури вбудовуються в нейтральні області ріп структур різноманітних напівпровідникових приладів – світлодіодів, лазерних діодів, фотоприймачів, сонячних елементів, ріп діодів, тощо.

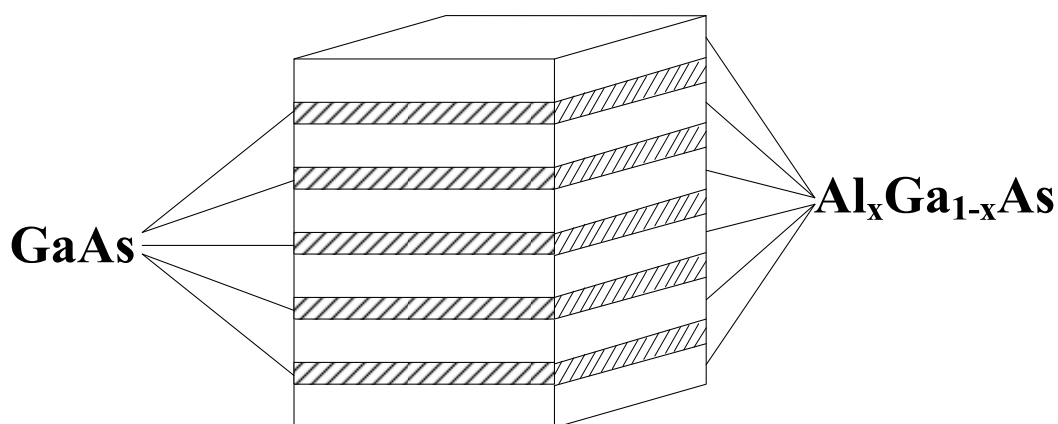


Рисунок 2.1 – Структура нелегованої п'ятишарової квантово-розмірної структури

Енергетична діаграма розгляданої структури показана на рис. 2.2. Оскільки КРС на основі матеріалу GaAs/Al_xGa_{1-x}As, належать до КРС першого типу, то квантове обмеження руху будуть накладені як для електронів так і для важких і легких дірок з боку вузькозонного матеріалу в даному випадку GaAs. Таким чином переважна концентрація носіїв у квантово-обмежених шарах

приведе до зростання діелектричної проникності ϵ , у свою чергу, до зростання коефіцієнту оптичного заломлення.

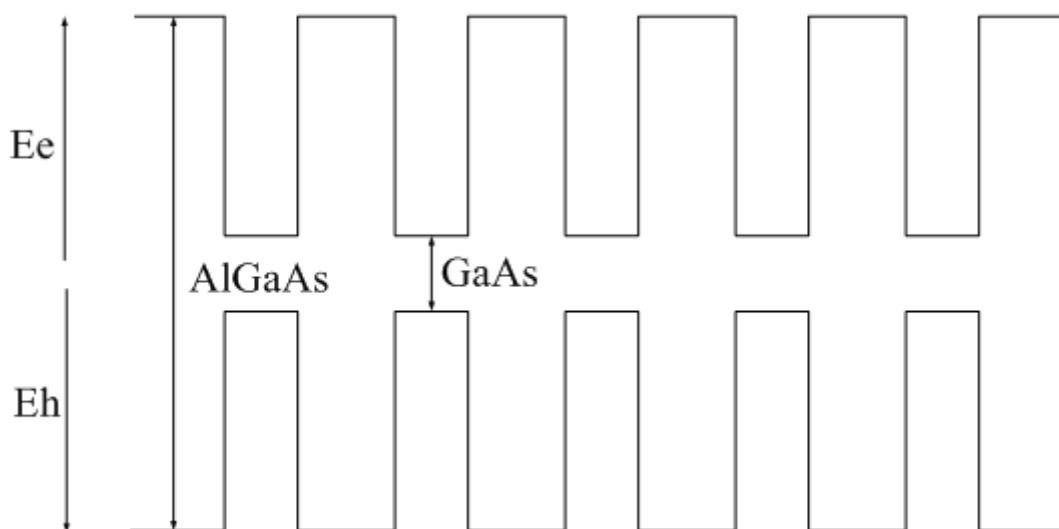


Рисунок 2.2 – Енергетична діаграма п'ятишарової КРС

КРС на рис. 2.2 є симетричною для електронів і дірок, тому схема задачі знаходження власних значень енергій і власних функцій частинок і квазічастинок може бути зображена у вигляді:

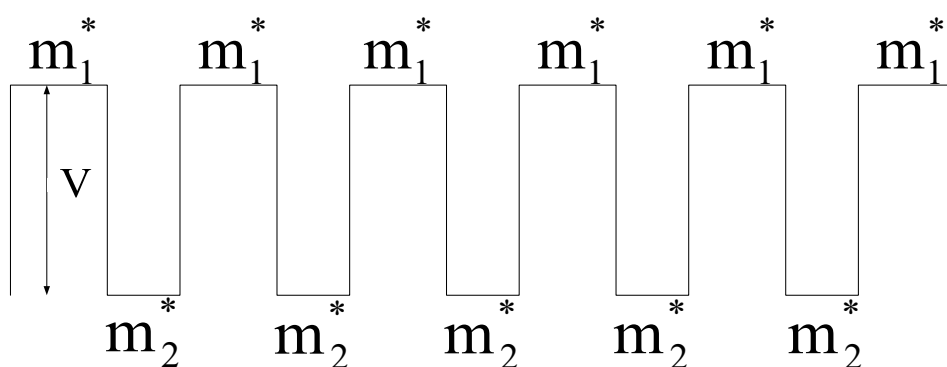


Рисунок 2.3 – Схема задачі знаходження власних значень енергій і власних значень функцій частинок і квазічастинок

2.2 Формування енергетичних мінізон носіїв в надгратках

Для знаходження власних значень енергій і власних функцій частинок і квазічастинок в структурі показаної на рис. 2.1., відповідно до схеми представленої на рис. 2.2. розв'язується стаціонарне рівняння Шредінгера [6]:

$$\hat{H} \Psi = E \Psi, \quad (2.1)$$

де \hat{H} - оператор Гамільтона (оператор повної енергії);

E - власне значення енергії;

Ψ - хвильова функція (власна функція частинки або квазічастинки).

Рівняння (2.1) для структури показаної на рис. 2.1, може бути записана у вигляді системи:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} = E \Psi_1, \quad (2.2)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} + V \Psi_2 = E \Psi_2, \quad (2.3)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial z^2} = E \Psi_3, \quad (2.4)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2 \Psi_4}{\partial z^2} + V \Psi_4 = E \Psi_4, \quad (2.5)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2 \Psi_5}{\partial z^2} = E \Psi_5, \quad (2.6)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2 \Psi_6}{\partial z^2} + V \Psi_6 = E \Psi_6, \quad (2.7)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2 \Psi_7}{\partial z^2} = E \Psi_7, \quad (2.8)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2 \Psi_8}{\partial z^2} + V\Psi_8 = E\Psi_8, \quad (2.9)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2 \Psi_9}{\partial z^2} = E\Psi_9, \quad (2.10)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2 \Psi_{10}}{\partial z^2} + V\Psi_{10} = E\Psi_{10}, \quad (2.11)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2 \Psi_{11}}{\partial z^2} = E\Psi_{11}. \quad (2.12)$$

Система рівнянь (2.2) - (2.12) для подальшого розв'язання перетворюється до виду:

$$\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} + k_2^2 \cdot \Psi_1 = 0, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} + \chi_1^2 \cdot \Psi_2 = 0, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial z^2} + k_2^2 \cdot \Psi_3 = 0, \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_4}{\partial z^2} + \chi_1^2 \cdot \Psi_4 = 0, \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_5}{\partial z^2} + k_2^2 \cdot \Psi_5 = 0. \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_6}{\partial z^2} + \chi_1^2 \cdot \Psi_6 = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_7}{\partial z^2} + k_2^2 \cdot \Psi_7 = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_8}{\partial z^2} + \chi_1^2 \cdot \Psi_8 = 0 \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_9}{\partial z^2} + k_2^2 \cdot \Psi_9 = 0 \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_{10}}{\partial z^2} + \chi_1^2 \cdot \Psi_{10} = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_{11}}{\partial z^2} + k_2^2 \cdot \Psi_{11} = 0 \quad (2.23)$$

В системі (2.7) - (2.11):

$$\chi_1^2 = \frac{2 \cdot m_1}{\hbar^2} \cdot (E - V), \quad (2.24)$$

$$k_2^2 = \frac{2 \cdot m_2}{\hbar^2} \cdot E. \quad (2.25)$$

Рішення системи (2.7) - (2.11) щодо хвильових функцій $\Psi_1 - \Psi_5$ записується у вигляді:

$$\Psi_1 = A_1 \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot z) + B_1 \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot z), \quad (2.26)$$

$$\Psi_2 = A_2 \cdot \exp(i \cdot \chi_1 \cdot z) + B_2 \cdot \exp(-i \cdot \chi_1 \cdot z), \quad (2.27)$$

$$\Psi_3 = A_3 \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot z) + B_3 \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot z), \quad (2.28)$$

$$\Psi_4 = A_4 \cdot \exp(i \cdot \chi_1 \cdot z) + B_4 \cdot \exp(-i \cdot \chi_1 \cdot z), \quad (2.29)$$

$$\Psi_5 = A_5 \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot z) + B_5 \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot z), \quad (2.30)$$

$$\Psi_6 = A_6 \cdot \exp(i \cdot \chi_1 \cdot z) + B_6 \cdot \exp(-i \cdot \chi_1 \cdot z), \quad (2.31)$$

$$\Psi_7 = A_7 \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot z) + B_7 \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot z), \quad (2.32)$$

$$\Psi_8 = A_8 \cdot \exp(i \cdot \chi_1 \cdot z) + B_8 \cdot \exp(-i \cdot \chi_1 \cdot z), \quad (2.33)$$

$$\Psi_9 = A_9 \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot z) + B_9 \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot z), \quad (2.34)$$

$$\Psi_{10} = A_{10} \cdot \exp(i \cdot \chi_1 \cdot z) + B_{10} \cdot \exp(-i \cdot \chi_1 \cdot z), \quad (2.35)$$

$$\Psi_{11} = A_{11} \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot z) + B_{11} \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot z). \quad (2.36)$$

Задовольняючи умові безперервності функції і її першої похідної по координаті на межі розділу середовищ в системі (2.26) - (2.36), невідомі коефіцієнти розкладання хвильової функції B_1 і A_5 в областях I і V (рис. 2.3) приймаються рівними нулю [7]. З урахуванням симетрії енергетичного профілю задача щодо центру квантово-обмеженого шару GaAs (щодо середини квантової ями) і подання хвильових функцій в областях I – V у вигляді гармонічних функцій, співвідношення (2.26) - (2.36), переписуються в такий спосіб:

$$\Psi_1 = A_1 \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot (z + 5 \cdot a + 4 \cdot b)), \quad (2.37)$$

$$\Psi_2 = A_2 \cdot \cos(k_2 \cdot (z + 4 \cdot (a + b))), \quad (2.38)$$

$$\Psi_3 = A_3 \cdot \operatorname{ch}(k_1 \cdot (z + 3 \cdot (a + b))) + B_3 \cdot \operatorname{sh}(k_1 \cdot (z + 3 \cdot (a + b))), \quad (2.39)$$

$$\Psi_4 = A_4 \cdot \cos(k_2 \cdot (z + 2 \cdot (a + b))), \quad (2.40)$$

$$\Psi_5 = A_5 \cdot \operatorname{ch}(k_1 \cdot (z + (a + b))) + B_5 \cdot \operatorname{sh}(k_1 \cdot (z + (a + b))), \quad (2.41)$$

$$\Psi_6 = A_6 \cdot \cos(k_2 \cdot z), \quad (2.42)$$

$$\Psi_7 = A_7 \cdot \operatorname{ch}(k_1 \cdot (z - (a + b))) + B_7 \cdot \operatorname{sh}(k_1 \cdot (z - (a + b))), \quad (2.43)$$

$$\Psi_8 = A_8 \cdot \cos(k_2 \cdot (z - (a + b))), \quad (2.44)$$

$$\Psi_9 = A_9 \cdot \operatorname{ch}(k_1 \cdot (z - 2 \cdot (a + b))) + B_9 \cdot \operatorname{sh}(k_1 \cdot (z - 2 \cdot (a + b))), \quad (2.45)$$

$$\Psi_{10} = A_{10} \cdot \cos(k_2 \cdot (z - 4 \cdot (a + b))), \quad (2.46)$$

$$\Psi_{11} = B_{11} \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot (z - 5 \cdot a - 4 \cdot b)). \quad (2.47)$$

В системі (2.19) - (2.23):

$$k_1^2 = \frac{2 \cdot m_1}{\hbar^2} \cdot (V - E) \text{ і } \chi_1^2 = -k_1^2, \quad (2.48)$$

де a - половинна ширина квантово-обмеженого шару (квантової ями);

b - половинна ширина квантово-розмірного розділювального бар'єру.

З огляду на парність енергетичних станів і можливості виникнення падаючих і відбитих хвиль ймовірності в розділювальних бар'єрах, розв'язок системи (2.37) - (2.47) щодо хвильових функцій утворює шістнадцять систем, по одинадцять рівнянь в кожній. Для спрощення розрахунків в області ями розглядаються тільки парні функції (тобто з $\cos(x)$)

Задовольняючи вимогам умов безперервності хвильової функції і її першої похідної на межі розділу середовищ записуються трансцендентні рівняння для знаходження власних значень енергії частинок і коефіцієнтів розкладання хвильових функцій для частинок і квазічастинок. Можна отримати рекурентні формули, що дозволяють проводити розрахунок для будь-якої кількості шарів.

$$F1 = \frac{1}{N} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \right) + (N - e1) \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \cdot \operatorname{th}(k1 \cdot b) \right) \right) + \\ + \frac{1}{N} \left((N - (N - e1 + 1)) \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \cdot \frac{1}{\operatorname{th}(k1 \cdot b)} \right) \right) + n \cdot \pi - k2 \cdot a \quad (2.49)$$

$$F2 = \frac{1}{N} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(\left(-\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \right)^{-1} \right) + (N - e1) \cdot \operatorname{arctg} \left(\left(-\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \cdot \operatorname{th}(k1 \cdot b) \right)^{-1} \right) \right) + \\ + \frac{1}{N} \cdot \left((N - (N - e1 + 1)) \cdot \operatorname{arctg} \left(\left(-\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \cdot \frac{1}{\operatorname{th}(k1 \cdot b)} \right)^{-1} \right) \right) + n \cdot \pi - k2 \cdot a \quad (2.50)$$

$$A1 = \left(\frac{(\cos(k2 \cdot a))^2}{k1} + N \cdot \left(a + \frac{\sin(2 \cdot k2 \cdot a)}{2 \cdot k2} \right) \right)^{-\frac{1}{2}} + \\ + \left((N - e1) \cdot \frac{(\cos(k2 \cdot a))^2}{(\operatorname{ch}(k1 \cdot b))^2} \cdot \left(\frac{\sin(2 \cdot k1 \cdot b)}{2 \cdot k1} + b \right) \right)^{-\frac{1}{2}} +$$

$$+ \left((N - (N + 1 - e1)) \cdot \frac{(\cos(k2 \cdot a))^2}{(\text{sh}(k1 \cdot b))^2} \cdot \left(\frac{\sin(2 \cdot k1 \cdot b)}{2 \cdot k1} - b \right) \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (2.51)$$

$$\begin{aligned} B1 = & \left(\frac{(\sin(k2 \cdot a))^2}{k1} + N \cdot \left(a - \frac{\sin(2 \cdot k2 \cdot a)}{2 \cdot k2} \right) \right)^{-\frac{1}{2}} + \\ & + \left((N - e1) \cdot \frac{(\sin(k2 \cdot a))^2}{(\text{sh}(k1 \cdot b))^2} \cdot \left(\frac{\text{sh}(2 \cdot k1 \cdot b)}{2 \cdot k1} - b \right) \right)^{-\frac{1}{2}} + \\ & + \left((N - (N + 1 - e1)) \cdot \frac{(\sin(k2 \cdot a))^2}{(\text{ch}(k1 \cdot b))^2} \cdot \left(\frac{\sin(2 \cdot k1 \cdot b)}{2 \cdot k1} + b \right) \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.52) \end{aligned}$$

Координатний розподіл хвильових функцій (2.37) - (2.47) визначається обчисленням невідомих коефіцієнтів розкладання хвильових функцій за допомогою нормування самої функції на одиницю по всьому координатному простору.

2.3 Визначення АЧХ коефіцієнту підсилення випромінювання в багат шаровій КРС

У площині потенційної ями, створеної квантово-обмеженим шаром, (рис. 2.1), рух носіїв не обмежується, і носії мають дві ступені свободи, тому функція густини станів для кожного дискретного значення енергії як в зоні провідності, так і в валентній зоні буде мати вигляд «східців» [3]:

$$\rho(E) = \sum_n \left(\frac{m^*}{\pi \cdot \hbar^2} \right) \cdot H(E - E_{(C,H,L)_n}). \quad (2.53)$$

З урахуванням співвідношення (2.53), коефіцієнт оптичного підсилення квантово-розмірної структури дорівнює:

$$\begin{aligned}
 g(\hbar \cdot \nu) = & \frac{e^2 \cdot \hbar \cdot M^2}{\varepsilon_0 \cdot m_0^2 \cdot c \cdot \bar{n} \cdot \hbar \cdot \nu} \cdot \left(\frac{m_{rH}}{\hbar^2} \cdot \sum_n H(\hbar \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Hn}) \times \right. \\
 & \times \left\{ f_C \left[E_{Cn} + \frac{m_H^*}{m_C + m_H} (\hbar \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Hn}) \right] - \right. \\
 & \left. \left. - f_V \left[E_{Hn} - \frac{m_C^*}{m_C + m_H} (\hbar \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Hn}) \right] \right\} + \right. \\
 & + \frac{m_{rL}}{\hbar^2} \cdot \sum_n H(\hbar \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Ln}) \cdot \left\{ f_C \left[E_{Cn} + \frac{m_L^*}{m_C + m_L} (\hbar \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Ln}) \right] - \right. \\
 & \left. \left. - f_V \left[E_{Ln} - \frac{m_C^*}{m_C + m_L} (\hbar \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Ln}) \right] \right\} \right), \quad (2.54)
 \end{aligned}$$

де e - заряд електрона, Кл;

\hbar - постійна Дірака;

ε_0 - діелектрична стала;

m_0 - маса вільного електрона, кг;

c - швидкість світла, м/с;

\bar{n} - показник заломлення активної області;

$\hbar \cdot \nu$ - енергія, що випромінюється фотонами, еВ;

M - матричний елемент переходу для напівпровідникових з'єднань $A^{III}B^V$;

m_C^* - наведена маса електрона в зоні провідності вузькозонного матеріалу структури, кг;

m_H^* - наведена маса «важкої» дірки у валентній зоні вузькозонного матеріалу структури, кг;

m_L^* - наведена маса «легкої» дірки у валентній зоні вузькозонного матеріалу структури, кг;

m_{rH} - наведена маса «важкого» екситона у вузькозонному матеріалі структури, кг;

m_{rL} - наведена маса «легкого» екситона у вузькозонному матеріалі структури, кг;

E - поточне значення енергії, еВ;

E_{Cn} - власне значення n -го енергетичного рівня електрона в зоні провідності вузькозонного, квантово-обмеженого матеріалу, еВ;

E_{Hn} - власне значення n -го енергетичного рівня важкої дірки в зоні провідності вузькозонного, квантово-обмеженого матеріалу, еВ;

E_{Ln} - власне значення n -го енергетичного рівня легкої дірки в зоні провідності вузькозонного, квантово-обмеженого матеріалу, еВ;

$f_{C,V}$ - функції розподілу Фермі-Дірака для частинок в вузькозонному матеріалі, в зоні провідності - C і в валентній зоні - V , відповідно.

Для напівпровідникових з'єднань $A^{III}B^V$ в об'ємні, чи у квантово-обмеженому стані кристала квадрат матричного елемента, який описує оптичний перехід між зонами, може бути визначений за формулою [3]:

$$M^2 = \frac{m_0}{m_C^*} \cdot \frac{m_0 \cdot E_g \cdot (E_g + \Delta)}{12 \cdot (E_g + 2 \cdot \Delta/3)}, \quad (2.55)$$

де Δ - енергія спін-орбітального розщеплення валентної зони, еВ.

У тому випадку, коли товщина квантово-розмірного шару мала і носії локалізуються завдяки наявності достатньо високих бар'єрів, різниця між найнижчим і наступним квантовими рівнями може бути значно більше, при цьому максимальне значення коефіцієнта оптичного підсилення визначається носіями, які знаходяться на межі найнижчій підзони.

2.4 Рішення рівнянь Шредінгера для багатошарової квантово-розмірної структури з урахуванням зовнішнього потенціалу збурення

Хвильові функції і власні значення енергії структури, показаної на рис. 2.4, знаходяться при розв'язанні рівняння Шредінгера. Частинки і квазічастинки усередині цієї структури перебувають в іонізованому стані. Поле об'ємного заряду, яке виникає, буде вносити збурення. Для того щоб розв'язати рівняння Шредінгера використовується теорія збурень [8, 9] оператор в цьому разі Гамільтона записується так:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_0 + \hat{V}', \quad (2.56)$$

де \hat{V}' - оператор збурення.

$$\hat{V}' = -e\vec{E}\vec{z}, \quad (2.57)$$

де e - заряд електрона; \vec{E} - напруженість поля.

З урахуванням (2.58) і (2.59) рівняння Шредінгера запишеться:

$$(\hat{H}_0 + \hat{V}_0 - e\vec{E}\vec{z})\Psi = E\Psi. \quad (2.58)$$

У співвідношенні (2.58) незбурений гамільтоніан має вигляд:

$$\hat{H}_0 + \hat{V}_0 = \hat{H}^0, \quad (2.59)$$

де \hat{H}^0 - гамільтоніан, власні значення енергії якого E^0 і власні функції Ψ^0 задовольняють стаціонарного рівняння Шредінгера.

З урахуванням (2.58) рівняння (2.59) переписується у вигляді:

$$(\hat{H}^0 - e\vec{E}\vec{z})\Psi = E\Psi. \quad (2.60)$$

Відповідно до теорії збурень рішення для E і Ψ записуються у вигляді:

$$E = E^0 + E^{(1)} + E^{(2)} + E^{(3)} + \dots, \quad (2.61)$$

$$\Psi = \Psi^0 + \Psi^{(1)} + \Psi^{(2)} + \Psi^{(3)} + \dots, \quad (2.62)$$

де $E^{(1)}$, $\Psi^{(1)}$ - величини першого порядку малості щодо E^0 і Ψ^0 ; $E^{(2)}$, $\Psi^{(2)}$ - величини другого порядку малості щодо E^0 і Ψ^0 і так далі.

2.5 Результати моделювання енергетичного спектру багаточарової наноструктури

Власні значення енергії електронів для структури, показаної на рис. 2.4, розраховувалися в даній роботі на підставі виразів (2.47) - (2.54) з використанням математичного пакета Mathcad 11. Власні значення енергії електронів в зоні провідності на тлі зміни її профілю показані на рис. 2.4

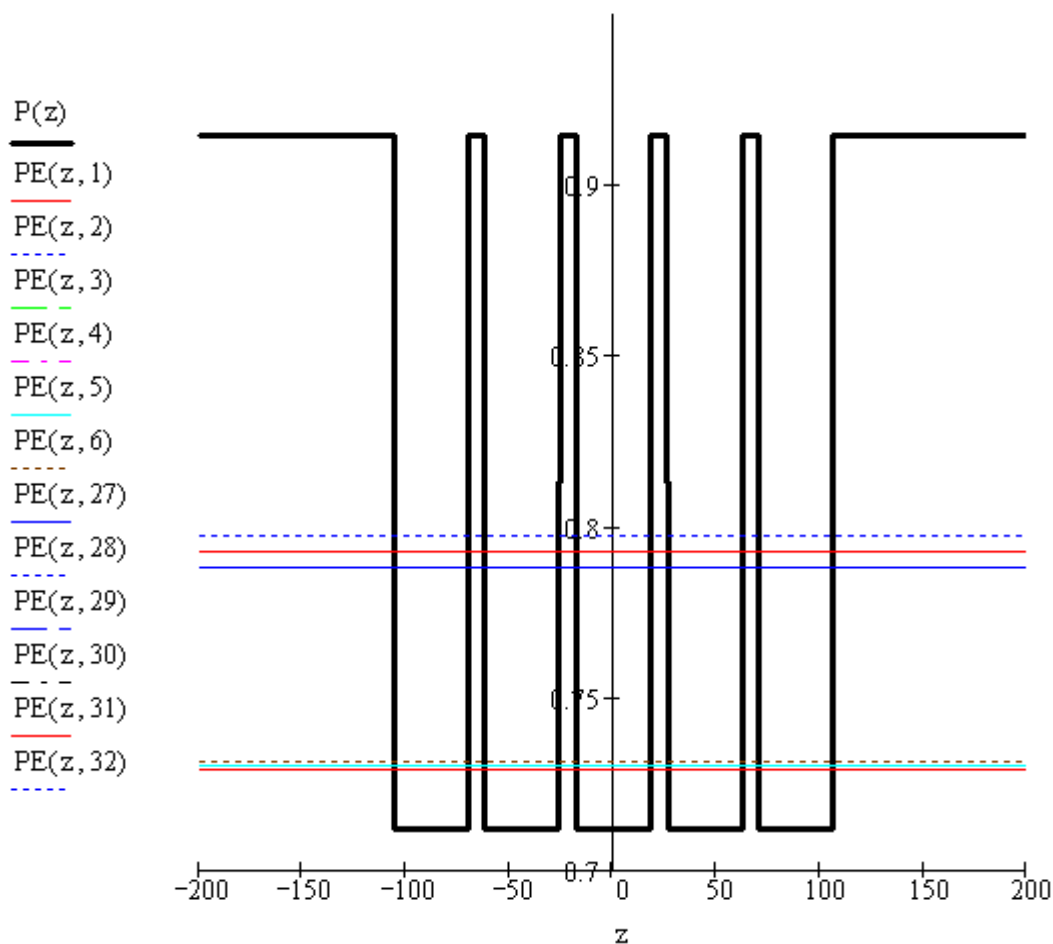


Рисунок 2.4 – Власні значення енергії електронів в зоні провідності

Функція густини станів електронів в зоні провідності, відповідна спектру енергетичних станів, показаному на рис. 2.4 показана на рис. 2.5.

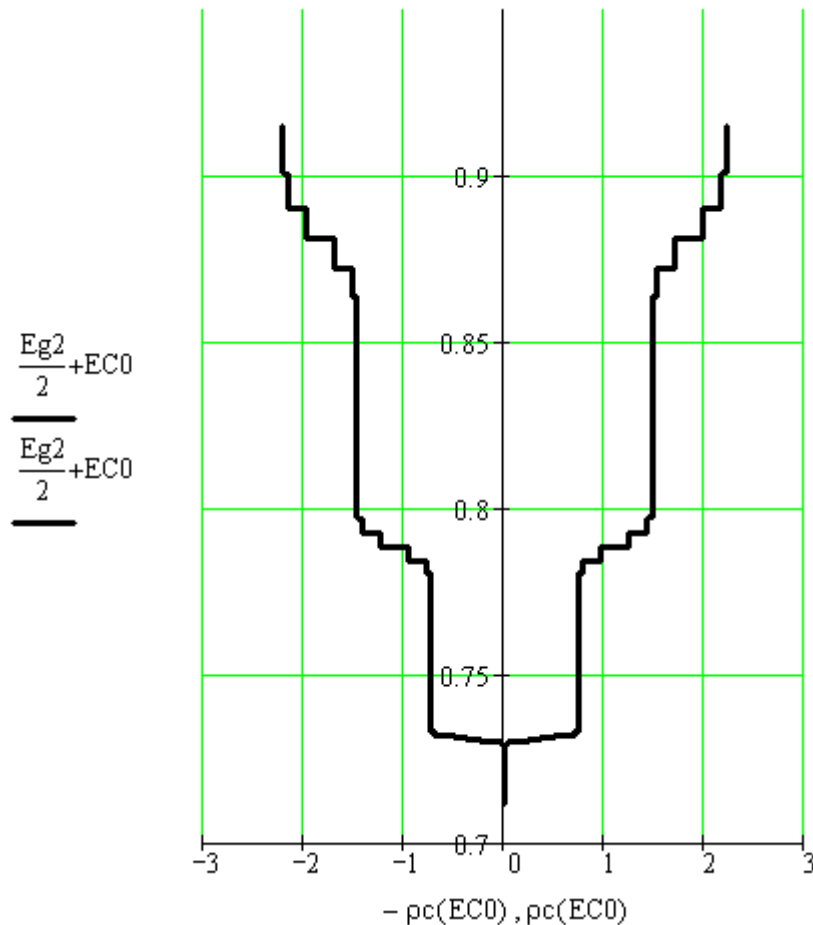


Рисунок 2.5 – Густина станів у зоні провідності для електронів

З аналізу результатів моделювання енергетичних станів електронів, наведених на рис. 2.4 і 2.5, випливає, що власні значення енергії розподілені нерівномірно по глибині кантової ями, крім того, деякі стани у багатошаровій структурі вироджуються, тобто одному значенню енергії частинки відповідають кілька хвильових функцій, що підтверджується розрахунком координатного розподілу хвильових функцій електронів, результати якого, показані на рис. 2.6.

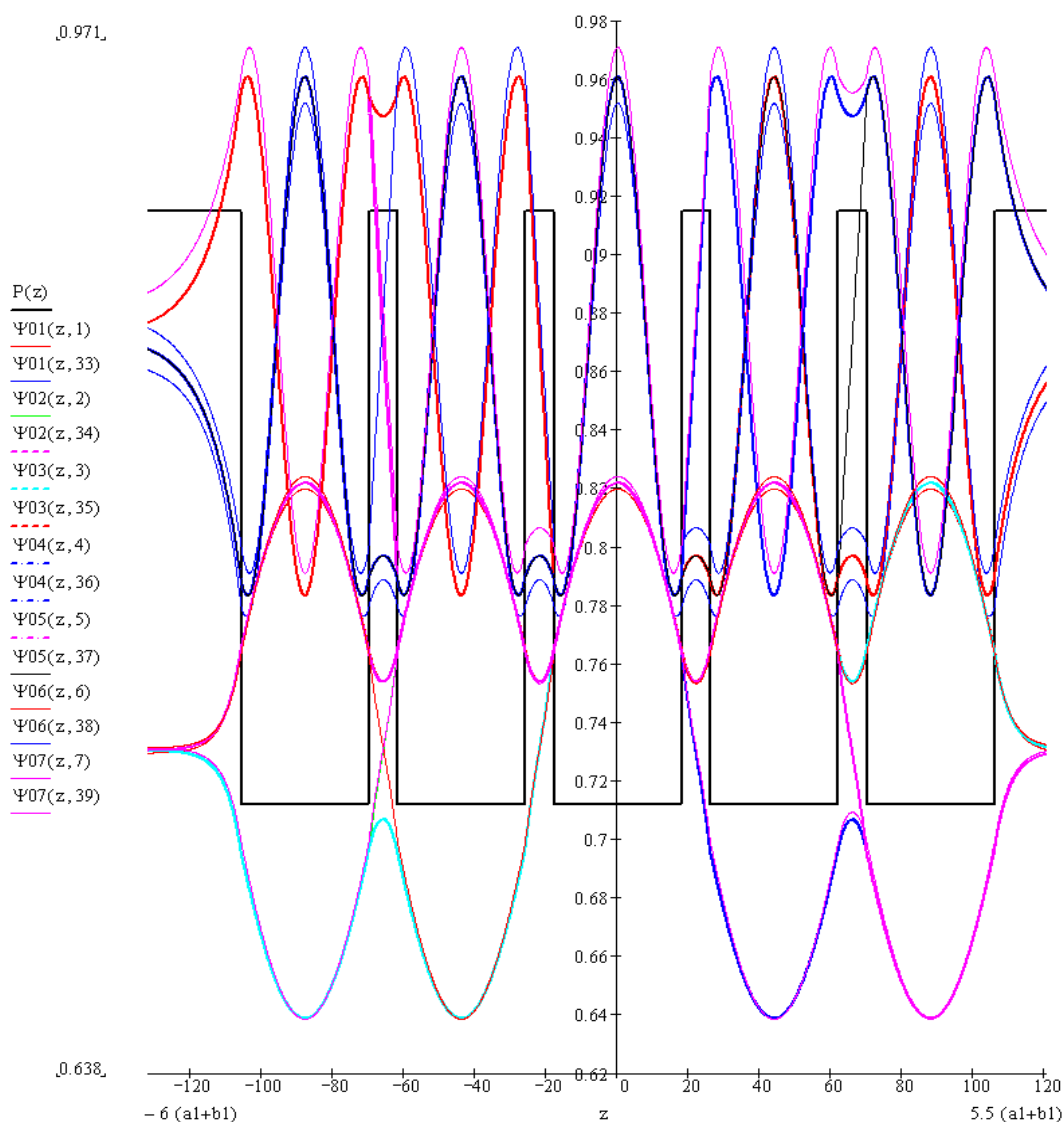


Рисунок 2.6 – Координатні залежності хвильових функцій електрона в області квантового обмеження

Наявність в даній структурі великої кількості енергетичних рівнів електронів, що характеризуються однаковою парністю, в тому числі і вироджених, пов'язане з можливістю виникнення падаючих і відбитих хвиль ймовірності в бар'єрах кінцевої ширини, і пов'язаних з ним комбінацій енергетичних станів. Нерівномірність розподілу енергій електронів по квантовій ямі пояснюється тим, що між енергетичними станами в квантово-обмеженому шарі арсеніду галію і такими ж станами в необмеженому матеріалі (за бар'єром) можуть виникати ефекти тунелювання - подбар'єрного

проходження частинок без втрати енергії. Подібні явища справляють безпосередній вплив на локалізацію частинок в області квантового обмеження, чим більше енергія частинки, чим ближче частинка до стану континууму тим менше вона локалізується в ямі. Така поведінка частинок добре узгоджується з густиною розподілу ймовірності частинок в області квантового обмеження, показаного на рис. 2.7.

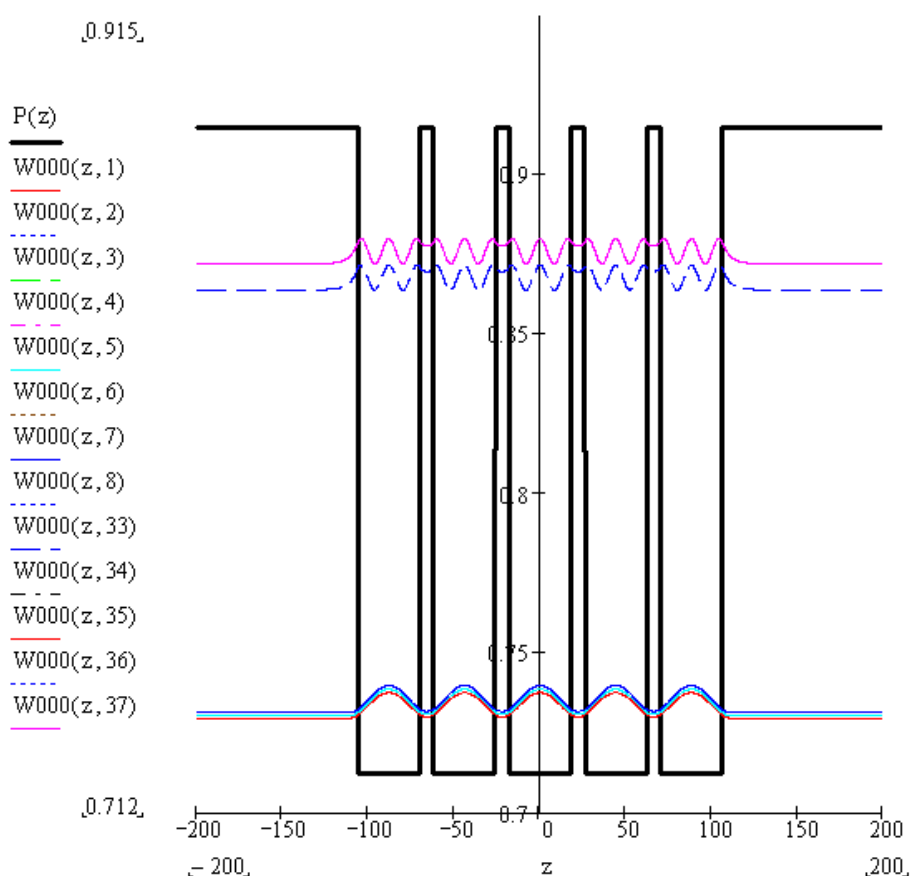


Рисунок 2.7 – Густина розподілу ймовірності електронів в зоні провідності в області квантового обмеження

На рис. 2.8 добре проглядається виродження енергетичних рівнів, другий і четвертий енергетичні рівні виродилися чотири рази, а третій - шість разів.

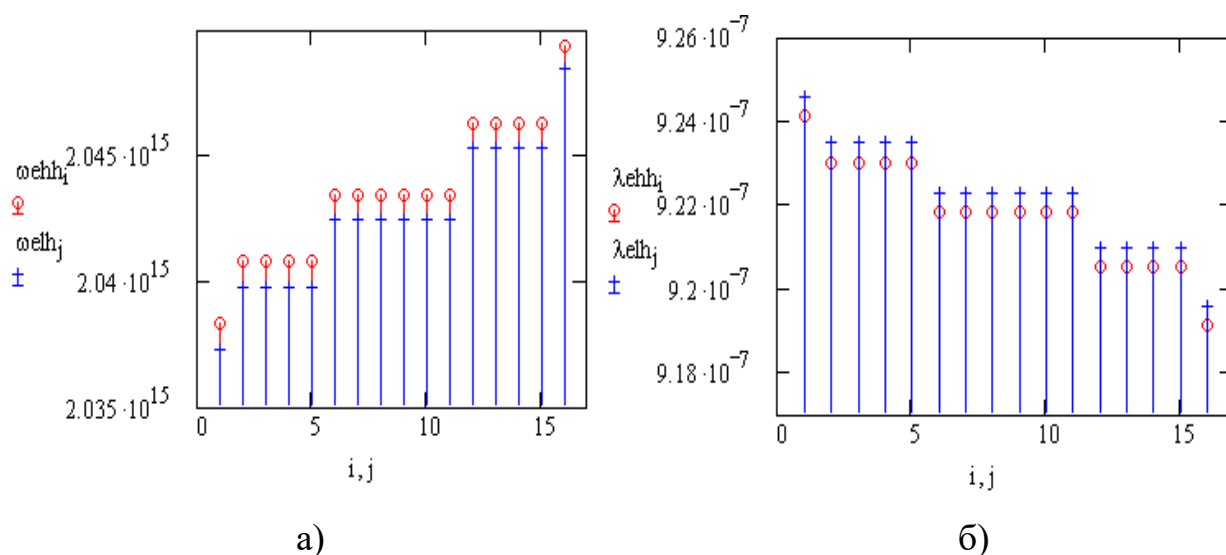


Рисунок 2.8 - Частоти (довжини хвиль) випромінювальних переходів між станами електрон-важка дірка і електрон-легка дірка, в багатошаровій симетричній квантово-розмірній структурі, дозволених за умови виконання закону збереження імпульсу (квантового номеру)

На рис. 2.9 показано розподіл носіїв по квантових ямах в стаціонарному стані. Слід зазначити, що за відсутності зовнішнього збурення потенціалу обмеження носії рівномірно розподілені по всіх квантово-розмірних шарах.

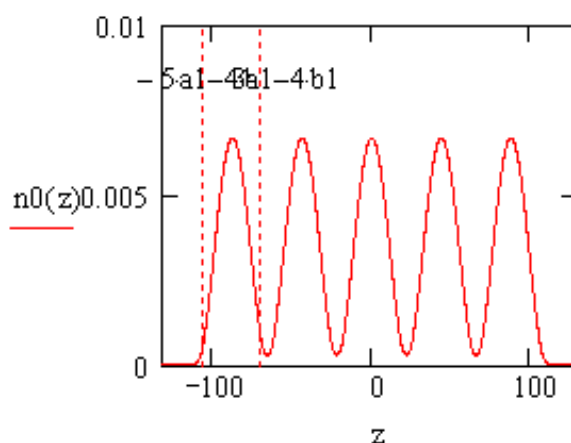


Рисунок 2.9 – Розподіл носіїв по квантово обмежених шарах за відсутності збурення

Використання структур з кулонівською блокадою, подібних розглянутих в даній роботі структурі неможливо без легування даних структур за умовами технологічного циклу виготовлення конкретного приладу, в якому такі структури використовуються. Різниця типів і концентрацій легування конкретних шарів призводить до нерівномірного перерозподілу об'ємних зарядів іонів повністю іонізованих домішок. Для дослідження впливу зовнішнього електричного поля на енергетичний профіль досліджуваної структури, в даній атестаційній роботі була використана теорія малих збурень. Зміна енергетичного профілю структури і зміна координатного розподілу хвильових функцій електронів і густини розподілу вірогідностей знаходження частинок, розраховані в першому наближенні теорії малих збурень показані на рис. 2.10 і 2.11 відповідно.

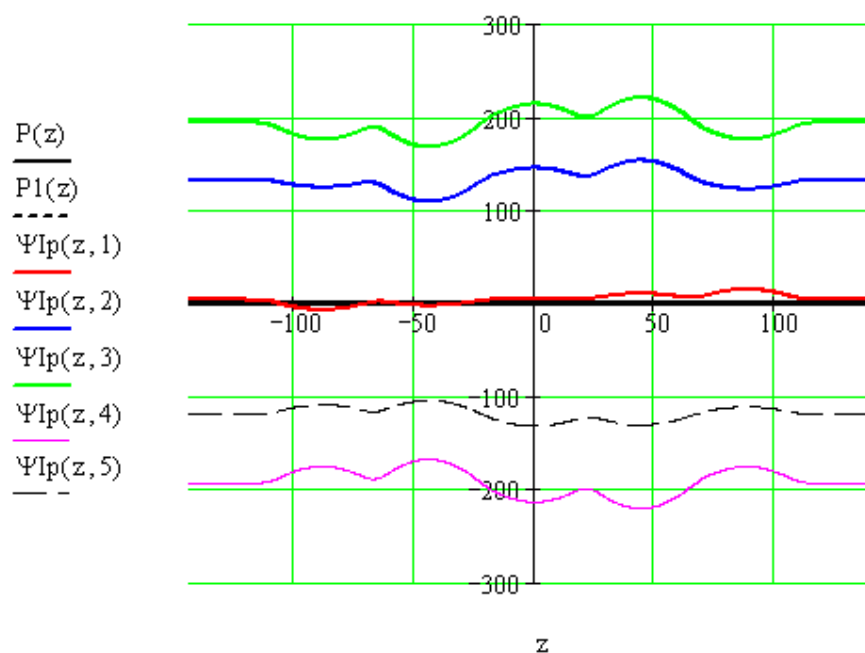


Рисунок 2.10 – Координатні залежності хвильових функцій частинок (електронів) в області квантового обмеження, розраховані в першому наближенні теорії збурень

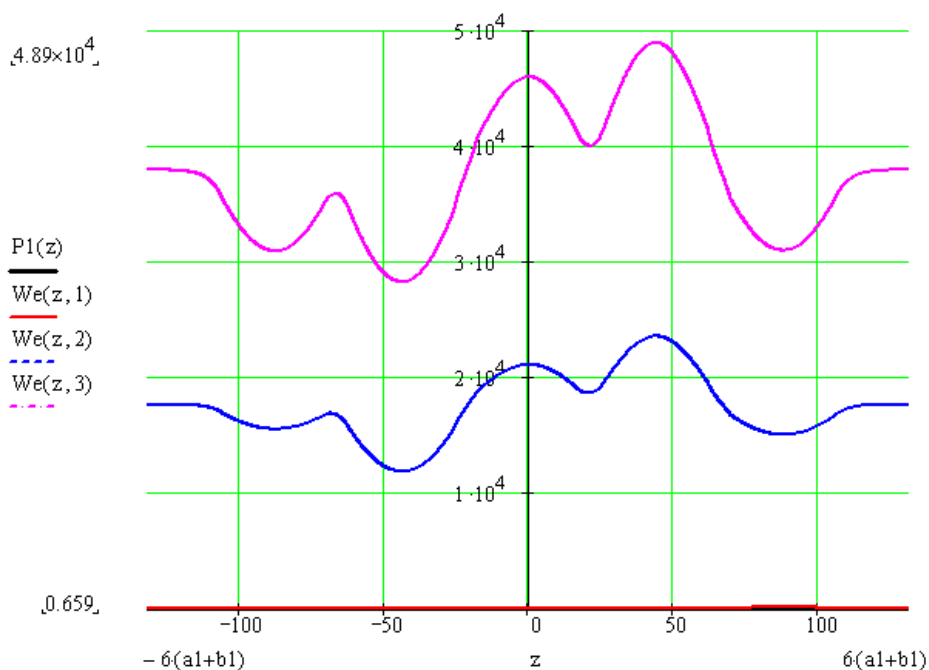


Рисунок 2.11 – Густина ймовірності знаходження частинок (електронів) в зоні провідності квантово-обмеженого (вузькозонного) матеріалу

З аналізу результатів чисельного моделювання, представлених на рис. 2.10 і 2.11 випливає, що під дією зовнішнього сталого у часі електричного поля, хвильові функції частинок і квазічастинок змінюють свою парність, це в свою чергу призводить до того, що густини ймовірності розподілу часток по квантово-обмеженим шарам перерозподіляються. Зокрема частинки, відповідні «першому», «третьому», «п'ятому» і т.д. енергетичним рівням локалізуються в «непарних» квантовій ямі, а частинки відповідні «другому», «четвертому», «шостому» і т.д. енергетичним рівням локалізуються у «парних» квантових ямах. Подібний перерозподіл пояснюється характером зовнішнього впливу - напруга змінюється лінійно в межах активної області та є непарною функцією координати.

З аналізу даних, представлених на рис. 2.12 випливає, що під дією зовнішнього стаціонарного електричного поля в квантово-обмежених системах чітко спостерігається квантово-обмежений ефект Штарка, що виявляється в розширенні енергетичного зазору між сусідніми станами частинок. На тлі

ефекту мультиплікативності енергетичного стану, який відбувається внаслідок тунелювання частинок, що знаходяться на близьких енергетичних рівнях в сусідніх квантових ямах, відбувається значний зсув «першого» енергетичного стану по енергетичній шкалі «вниз» в заборонену зону. Приблизно на ту ж величину «другий» енергетичний рівень зміщується «вгору». У меншій мірі таке ж проблема може виникнути з «третьим» і «четвертим» енергетичними рівнями і іншими вище лежачими енергетичними рівнями частинок і квазічастинок. Зі збільшенням напруженості зовнішнього поля відбувається навіть явище «переплутування» енергетичних станів.

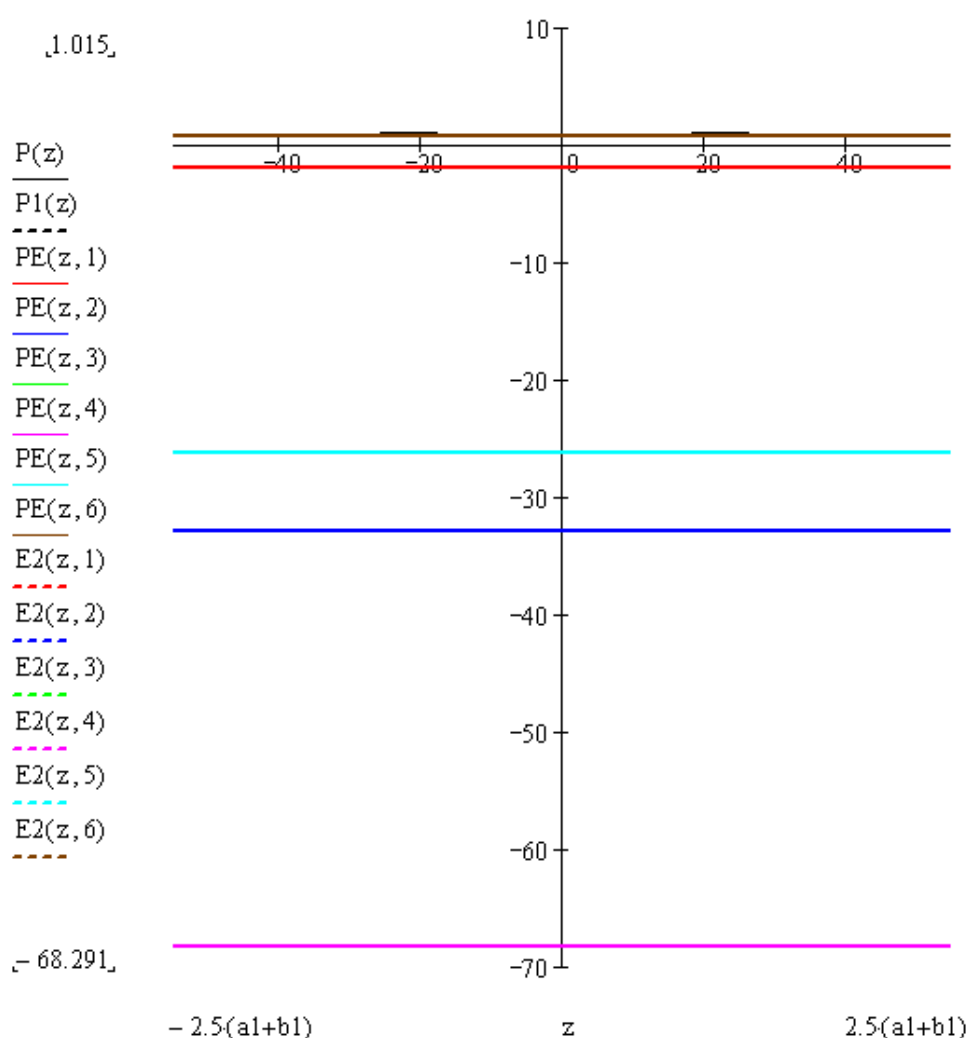


Рисунок 2.12 – Зміна власних значень енергії частинок (електронів) під дією зовнішнього електричного поля (квантово-обмежений ефект Штарка)

На рис. 2.13 представлені в табличному вигляді, для наочності, власні значення енергій частинок в стаціонарному стані і під впливом зовнішнього поля. Добре видно, що відбулося не тільки зміщення рівнів по осі енергії, але і їх переміщення. Графічно це показано на рис. 2.14.

	0		0
0	0	$E_{e1} \langle 0 \rangle =$	0
1	-2.711		0.017
2	-33.579		0.018
3	-69.003		0.018
4	-68.985		0.018
5	-26.954		0.018
6	0.032		0.019
7	0.027		0.019
8	-1.438		0.019
9	1.34		0.019
10	128.868		0.019
11	0.032		0.019
12	30.542		0.02
13	7.057		0.02
14	7.062		0.02
15	24.434		0.02

Рисунок 2.13 – Порівняння власних значень енергії електронів в стаціонарному і в збуреному стані, розраховані у другому наближенні теорії малих збурень

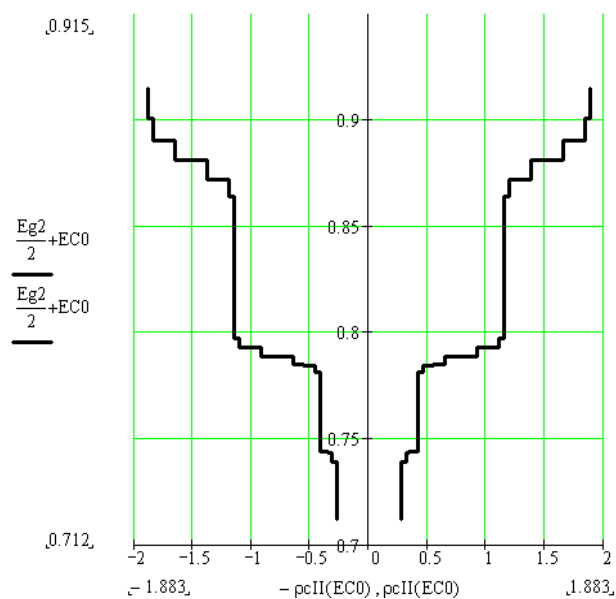


Рисунок 2.14 – Густина станів електронів в зоні провідності (друге наближення)

На рис. 2.15 - 2.20 представлені результати моделювання КРС в другому наближенні теорії збурень.

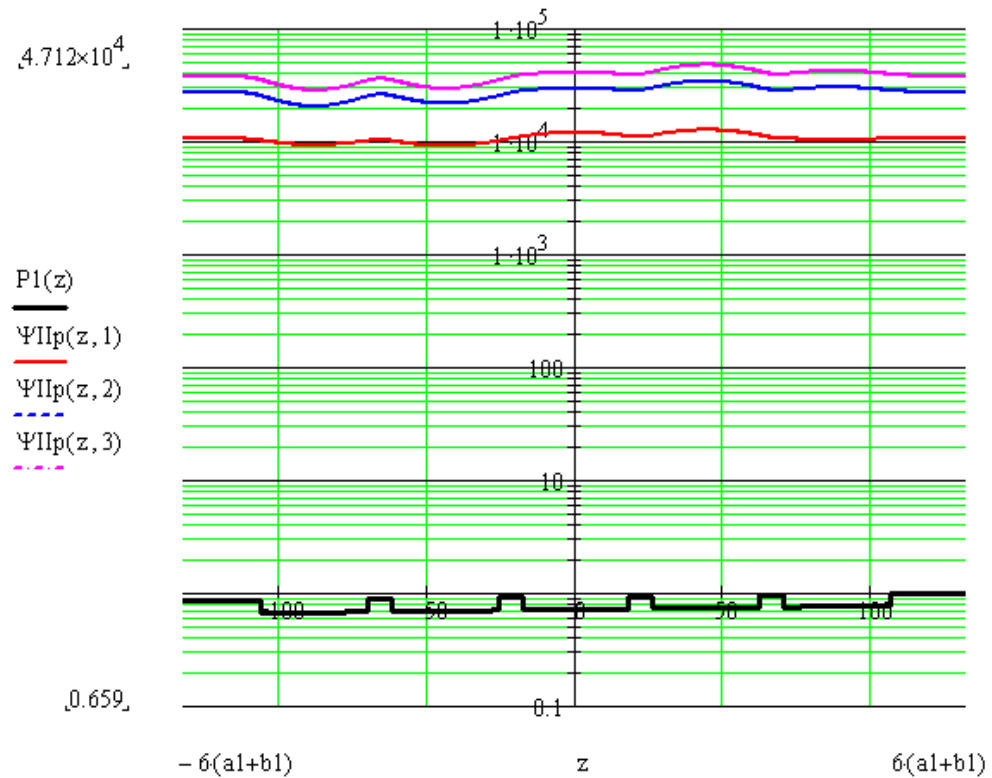


Рисунок 2.15 – Масив хвильових функцій електронів розраховані в другому наближенні теорії збурень, у випадку відліку власних значень енергії електронів від напівширини забороненої зони вузькозонного матеріалу (логарифмічна шкала)

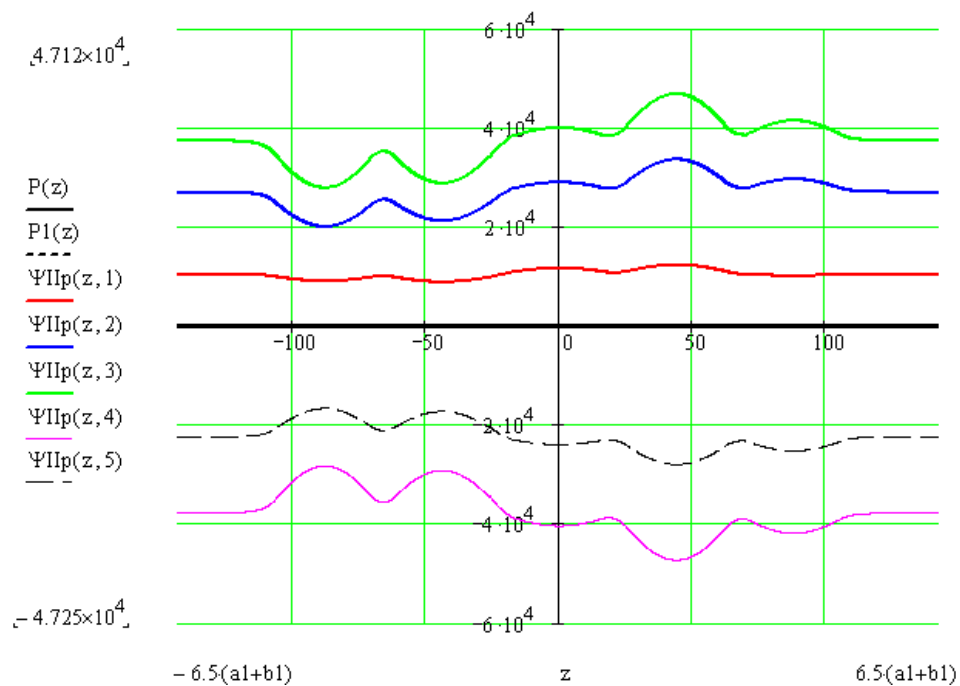


Рисунок 2.16 – Масив хвильових функцій електронів в другому наближенні теорії збурень, у випадку відліку власних значень енергії електронів від напівширини забороненої зони вузькозонного матеріалу

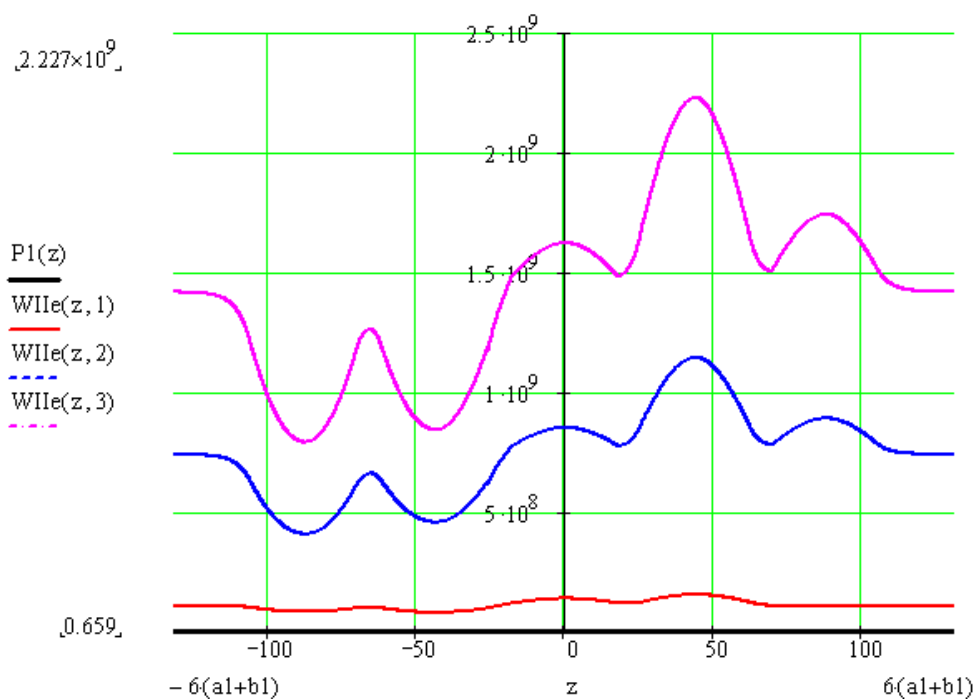


Рисунок 2.17 – Густина ймовірності знаходження електронів в зоні провідності квантово-обмеженого (вузькозонного) матеріалу

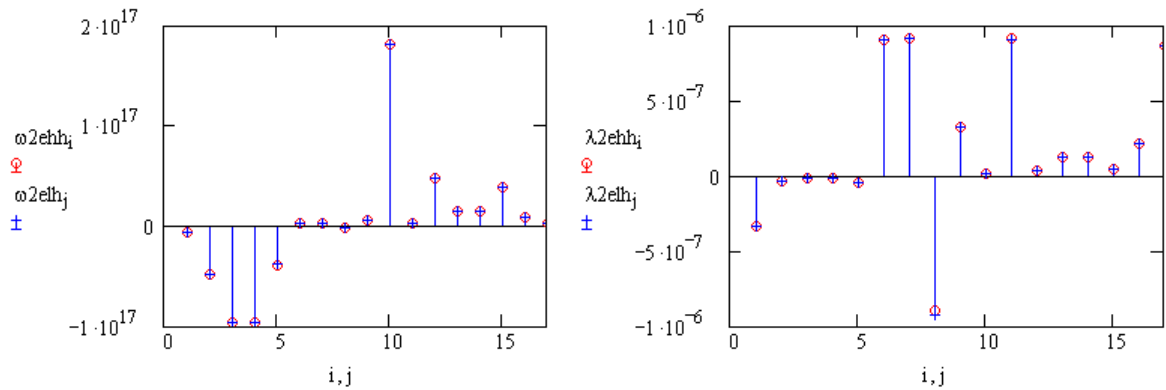


Рисунок 2.18 – Частоти (довжини хвиль) випромінювальних переходів між енергетичними станами електрон-важка дірка і електрон-легка дірка, в багатошаровій симетричній квантово-розмірній структурі, дозволених за умови виконання закону збереження імпульсу (квантового номера) під впливом зовнішнього поля

На рис. 2.19 показано перерозподіл носіїв заряду у п'ятишаровій КРС під дією зовнішнього постійного в часі електричного поля.

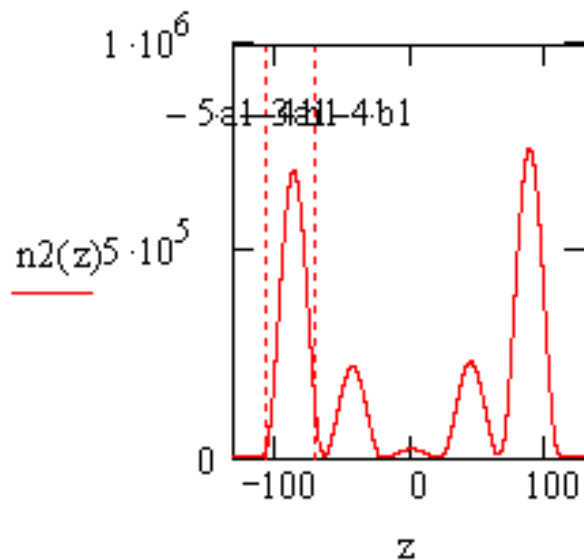


Рисунок 2.19 – Розподіл носіїв по квантово-обмежених шарах за наявності зовнішнього поля, розрахованих у другому наближенні теорії збурень

З аналізу отриманих результатів можна зробити наступний висновок: в багатошаровій КРС навіть невеликий вплив зовнішнього постійного в часі електричного поля призводить до сильної взаємодії частинок і квазічастинок, що відбивається в збільшенні амплітуд хвильових функцій. На тлі цього збільшення амплітуд, потенціал бар'єрів стає помітним тільки на рисунку з логарифмічною шкалою. Імовірність взаємодії частинок різко зростає, що відбивається в збільшенні енергетичного відстані між рівнями.

Негативні значення частот і довжин хвиль на рис. 2.18 свідчать про те, що на цих частотах відбувається не генерація випромінювання, а поглинання енергії.

На рис. 2.20 наведені коефіцієнти оптичного підсилення для стаціонарного випадку і для випадку впливу зовнішнього обурює потенціалу.

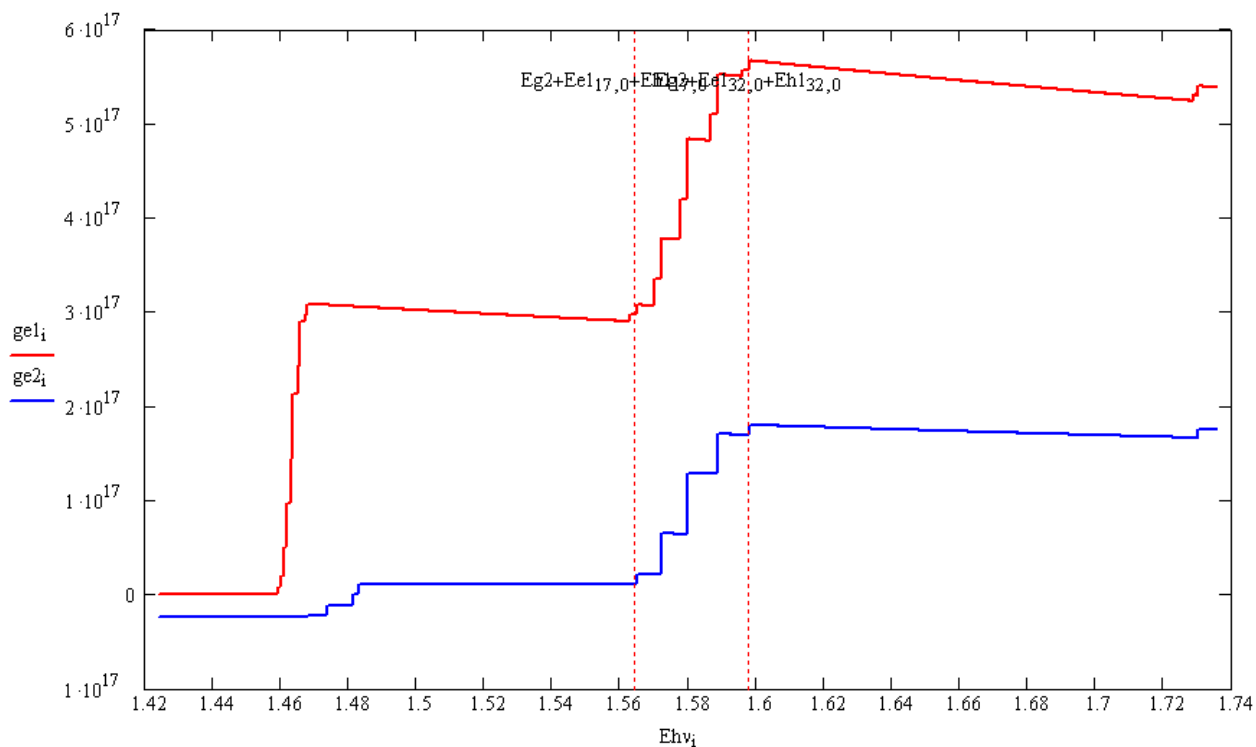


Рисунок 2.20 – Коефіцієнти оптичного підсилення в стаціонарному стані і при впливі зовнішнього електричного поля

З результатів моделювання, представлених на рис. 2.20 можна зробити наступний висновок: при додатку зовнішнього постійного в часі електричного поля відбувається зміщення коефіцієнта підсилення в більш короткохвильову область і зменшення підсилення в заданій смузі частот.

На рис. 2.21 - 2.26 представлені результати моделювання п'ятишарової КРС для молярної частки алюмінію $x = 0,3$.

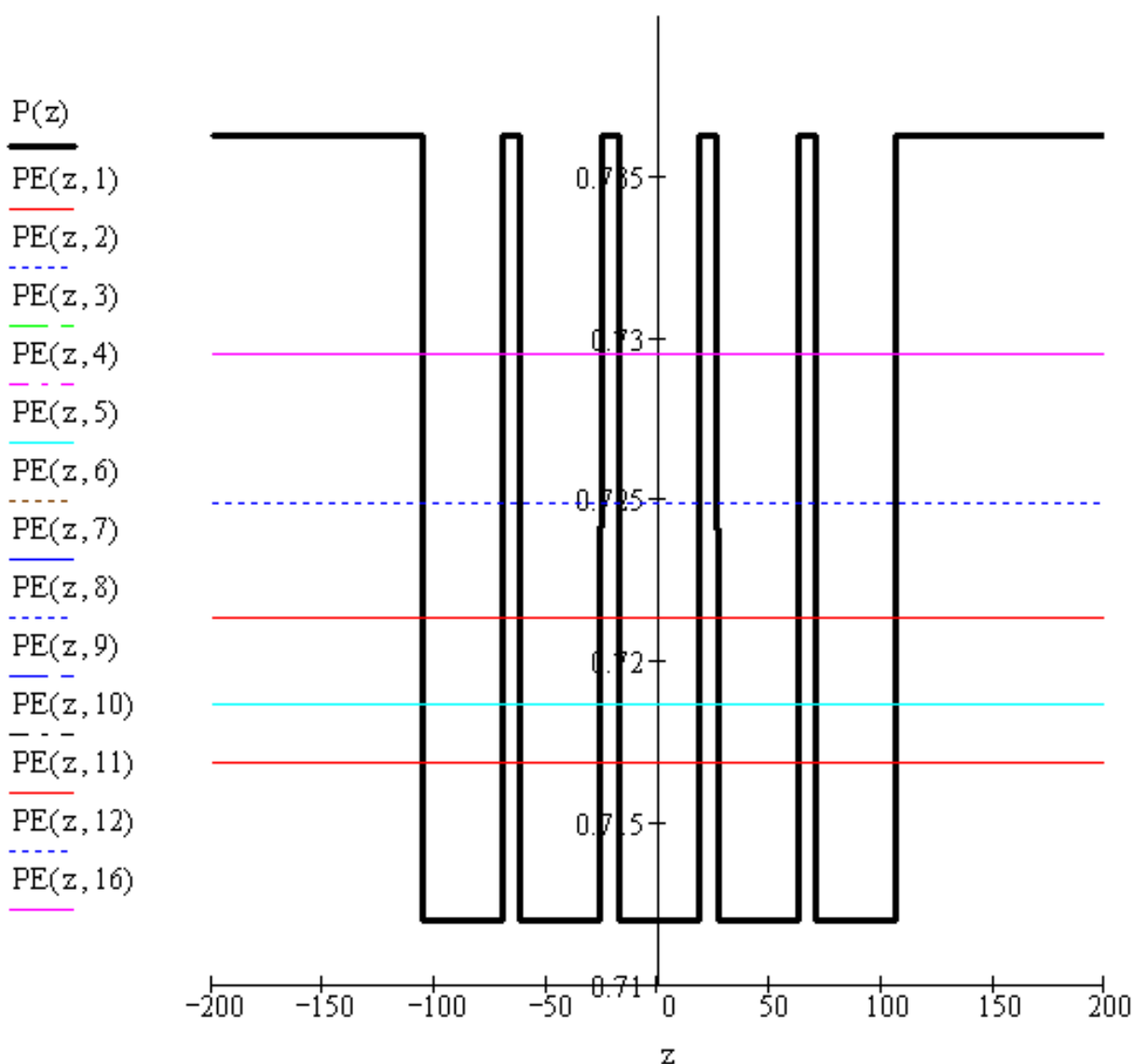


Рисунок 2.21 - Власні значення енергії електронів в зоні провідності ($x = 0,3$)

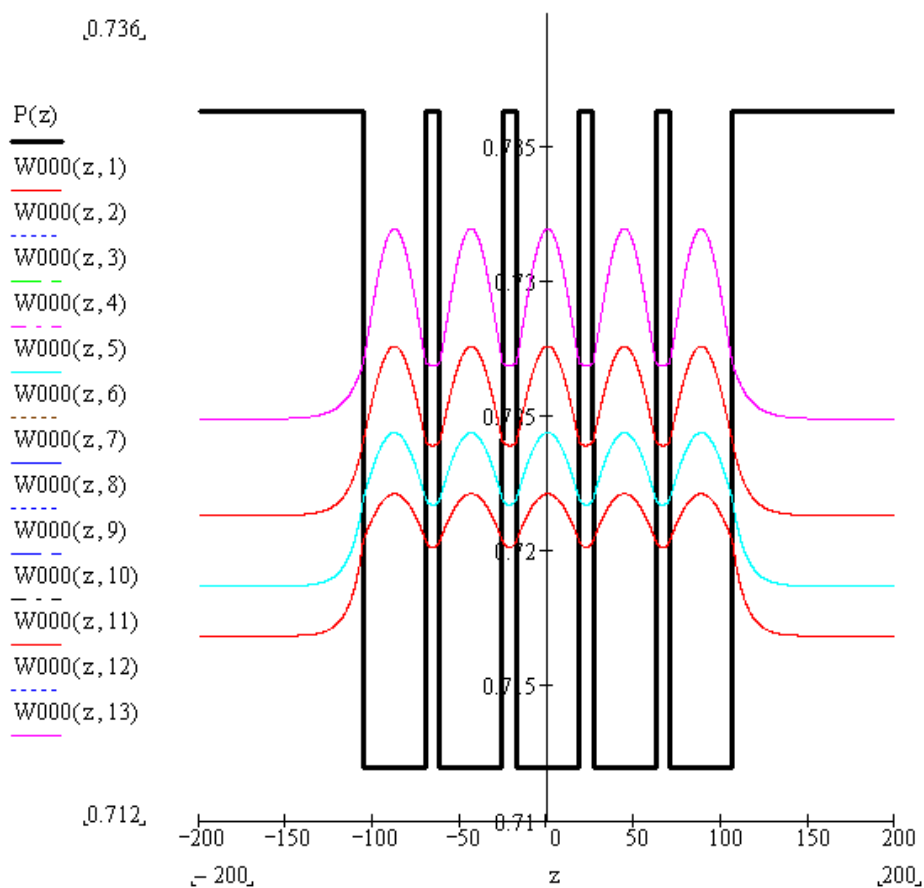


Рисунок 2.22 – Густини ймовірності знаходження електронів в зоні провідності квантово-обмеженого (вузькозонного) матеріалу при $x = 0,3$

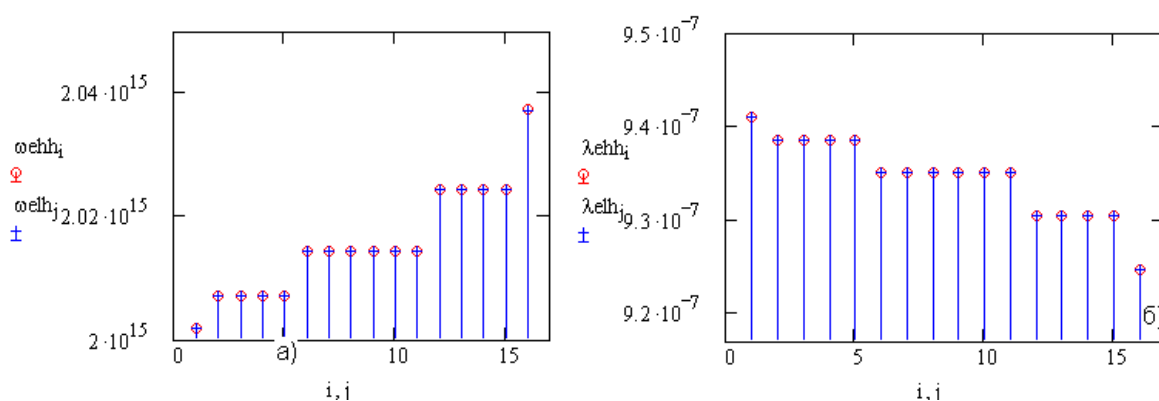


Рисунок 2.23 - Частоти (довжини хвиль) випромінювальних переходів між енергетичними станами електрон-важка дірка і електрон-легка дірка, в двошаровій симетричній квантово-розмірній структурі, дозволених з урахуванням закону збереження імпульсу (квантового номера) при $x = 0,3$

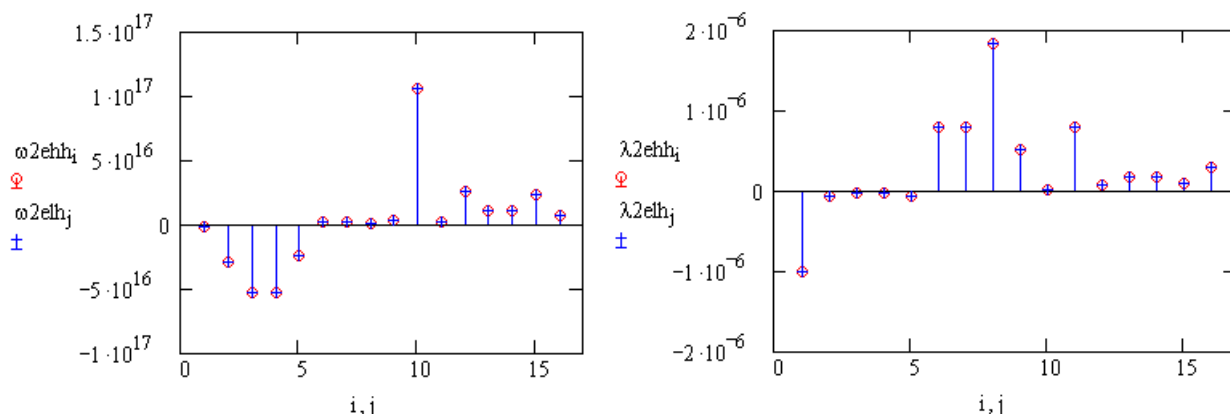


Рисунок 2.24 - Частоти (довжини хвиль) випромінювальних переходів між енергетичними станами електрон – важка дірка і електрон – легка дірка, в двошаровій симетричній квантово-розмірній структурі, дозволених з урахуванням закону збереження імпульсу (квантового номера) під впливом зовнішнього поля при $\chi = 0,3$

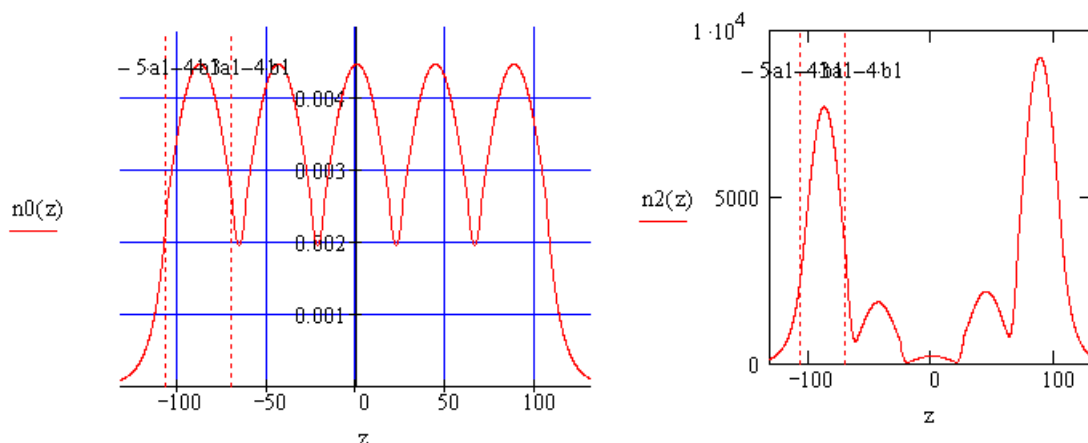


Рисунок 2.25 - Розподіл носіїв по квантово обмежених областях в стаціонарному стані і при наявності зовнішнього поля розрахований у другому наближенні теорії збурень ($\chi = 0,3$)

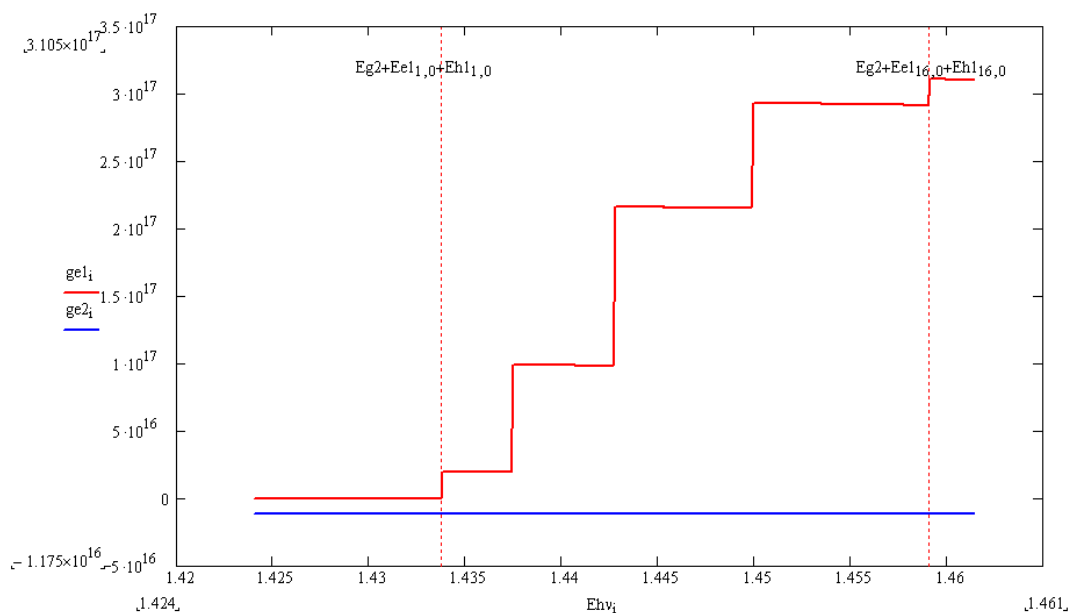


Рисунок 2.26 – Коефіцієнт оптичного підсилення в стаціонарному стані і при впливі зовнішнього електричного поля ($\chi = 0,3$)

При зменшенні вмісту алюмінію в матеріалі бар'єрів спостерігається зменшення потенціалу обмеження. Це, у свою чергу, призводить до зменшення кількості власних значень енергії частинок і квазічастинок і енергетичних відстаней між ними, а також між невиродженими і виродженими рівнями. Зменшення кількості енергетичних рівнів частинок і квазічастинок звужує спектр випромінюваних частот що підвищує монохроматичність випромінювання ИПЛ в цілому. Або вибіркості фотоприймача з такою структурою. На енергетичному спектрі коефіцієнта підсилення подібний процес буде виражатися появою широкої ступінчастої області, перша і остання «щабель» будуть відповідати переходам між невиродженими рівнями, друга і четверта - чотири рази виродженим рівням, третя - шестикратно виродженому рівню. Кількість «сходинок», таким чином, відповідає кількості квантово-обмежених областей (для даної роботи - п'ять), а ширина кожної «сходинок» пропорційна внеску, які вносять випромінювальні переходи між відповідними станами в загальний процес оптичного підсилення, і, відповідно пропорційна ступеню виродження.

ВИСНОВКИ

З аналізу результатів моделювання енергетичних станів частинок і квазічастинок (електронів, важких і легких дірок) випливає, що власні значення енергії розподілені нерівномірно по глибині кантових ям багатошарової квантової розмірної структури, крім того, деякі стани у багатошаровій структурі вироджуються, тобто одному значенню енергії частинки відповідають кілька хвильових функцій.

Наявність в даній структурі великої кількості енергетичних рівнів частинок, що характеризуються однаковою парністю, в тому числі і вироджених, пов'язане з можливістю виникнення падаючих і відбитих хвиль ймовірності в бар'єрах кінцевої ширини, і пов'язаних з ним комбінацій енергетичних станів.

Під дією зовнішнього стаціонарного електричного поля в квантово-обмежених системах чітко спостерігається квантово-обмежений ефект Штарка, що виявляється в розширенні енергетичного зазору між сусідніми станами частинок. На тлі ефекту мультиплікативності енергетичних станів, який відбувається внаслідок тунелювання частинок, що знаходяться на близьких енергетичних рівнях в сусідніх квантових ямах. Зі збільшенням напруженості зовнішнього поля відбувається навіть явище «переплутування» енергетичних станів.

При додатку зовнішнього постійного в часі електричного поля відбувається зміщення коефіцієнта підсилення в більш короткохвильову область і зменшення підсилення в заданій смузі частот.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников – Москва: Наука, 1977. 650 с.
2. Кейси Х. Лазеры на гетероструктурах. Москва: Мир, 1981. 374 с.
3. Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров. Москва: Наука, 1983. 295 с.
4. Ривлин Л.А. Динамика излучения полупроводниковых квантовых генераторов. Москва: Советское радио, 1976. 210 с.
5. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов. Том 1. Москва: Мир, 1984. 350 с.
6. Тсанг У., Ван дер Зил Дж., Лау К., Ярив А. Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры. / за ред. У. Тсанга Москва: Радио и связь, 1990. 251 с.
7. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Абрамов А.В. Компьютерное моделирование наноструктур: Учеб. пособие для студентов факультета нано- и биомедицинских технологий – Саратов, 2013. 100 с.
8. Грибковский, В.П. Полупроводниковые лазеры. Учеб. Пособие по спец. «Радиофизика и электроника» Мінськ. Университетское, 1988. 213 с.
9. Гауэр, Дж. Оптические системы связи. Москва: Радио и связь. 1989. – 504 с.
10. Борисенко С.И. Физика полупроводниковых наноструктур: учебное пособие Томск, изд-во Томского политехнического университета, 2010. 115 с.
11. Такума, Х. Физика полупроводниковых лазеров. Москва: Мир, 1989. 310 с.