

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
КОНОТОПСЬКИЙ ІНСТИТУТ
Факультет денної форми навчання

Кафедра електронних
приладів і автоматики

Дипломна робота
**МОДЕЛЮВАННЯ РЕКОМБІНАЦІЙНИХ ВТРАТ
ФОТОПЕРЕТВОРЮВАЧІВ, ВИКОНАНИХ НА БАЗІ
НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПЛІВОК ОКСИДУ ЦИНКУ**

Студент гр. ЕІс3-61к

А.С. Дикун

Науковий керівник,
к.ф.-м.н., ст. викладач

М. М. Іващенко

Конотоп 2020

РЕФЕРАТ

Об'єктом дослідження дипломної роботи є моделювання рекомбінаційних втрат сонячних перетворювачів на основі ZnO, CdTe.

Мета роботи полягає у знаходженні загального впливу рекомбінаційних втрат на ефективність фотоперетворення.

При виконанні роботи використовувався програмний пакет Microsoft Excel.

Отримані значення втрат на дозволили отримати процентне відношення цих втрат у коефіцієнт корисної дії модельованого сонячного елемента в залежності від його конструктивних особливостей (товщини віконного, поглинального та шарів, концентрацій донорних та акцепторних домішок, тощо)

Робота викладена на 24 сторінках, у тому числі включає 5 рисунків, 1 таблицю, список цитованої літератури із 27 джерел.

ZnO, ВАР, СОНЯЧНИЙ ЕЛЕМЕНТ, РЕКОМБІНАЦІЯ, ВТРАТИ.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	4
РОЗДІЛ 1. РЕКОМБІНАЦІЙНІ ВТРАТИ В ФОТОПЕРЕТВОРЮВАЧАХ.....	5
1.1. Загальні відомості про рекомбінаційні втрати.....	5
1.2. Фізичні основи функціонування сонячних елементів.....	7
1.2.1. Фотовольтаїчний ефект.....	7
1.2.2. Принцип роботи фотоелектричної комірки.....	7
1.2.3. Еквівалентне коло заміщення сонячного елемента.....	7
1.3. Основні види втрат у фотоперетворювачах.....	8
РОЗДІЛ 2.МОДЕЛЮВАННЯ РЕКОМБІНАЦІЙНИХ ВТРАТ ТА ЇХ АНАЛІЗ	11
2.1. Методика числового моделювання.....	11
РОЗДІЛ 3. РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЛОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ РЕКОМБІНАЦІЙНИХ ВТРАТ.....	14
3.1. Результати моделювання.....	14
3.2. Аналіз отриманих результатів.....	16
ВИСНОВКИ.....	20
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	21
ДОДАТОК А.....	23

ВСТУП

Сонячна енергія - одне з найкращих відновлюваних джерел енергії для повного задоволення потреб в енергетиці, адже це дар, що є природою для людства. Сонячна енергія забезпечує низьку вартість, доволі поширена і чиста електроенергія, яка не виділяє шкідливих відходів і парів. Фотоелектричні перетворювачі широко використовуються для отримання електроенергії з сонячної енергії. Фотоелектричні напівпровідникові пристрої з'явилися як новіші та відносні стійкі джерела енергії. Це є екологічним та економічно вигідним, якщо виробництво продовжено на великі масштаби. Напівпровідникові пристрої відіграють важливу роль у комерційних програмах та можуть широко використовуватись у виробництві електроенергії у вигляді фотоелектрики. Технологія тонких плівок є однією з найбільш рентабельних та ефективних технологій виготовлення напівпровідникових фотоелектричних перетворювачів.

Для ефективного поглинання достатньо дуже тонкого шару поглинаючого шару фотонів. Історично склалося, що технологія тонких плівок сонячних батарей на основі аморфних кремнію зіграли важливу роль.

Матеріали на основі поглиначих шарів суттєво досліджуються, наприклад, сульфід олова оксиду цинку Cu_2ZnSnS_4 (CZTS), селенід олов'яного цинку міді $Cu_2ZnSnSe_4$ (CZTSe) і сірчано-селеновий сплав $Cu_2ZnSn(SxSe_{1-x})_4$ (CZTSSe). Ці матеріали привертають увагу через їх якісні оптичні властивості для фотоелектричних застосувань. Ці поглинаючі матеріали на основі міді є нетоксичними напівпровідниковими матеріалами. Вони є хорошою заміною халькопіриту, так як поглиначі, які замінюють індій (*In*) порівняно недорогим цинком (*Zn*) та галієм (*Ga*) з оловом (*Sn*) в CIGS поглиначих, є непоганою альтернативою.

РОЗДІЛ 1

РЕКОМБІНАЦІЙНІ ВТРАТИ У ФОТОПЕРЕТВОРЮВАЧАХ

1.1 Загальні відомості про рекомбінаційні втрати

Різниця між теоретичними передбаченнями та експериментальними значеннями ефективності СЕ пояснюється оптичними, електричними та рекомбінаційними втратами при перетворені сонячної енергії в електричну.

Основні необоротні втрати енергії у ФЕП пов'язані з наступними чинниками:

- відбиванням випромінювання фотонів від поверхні матеріалу та гетеромеж фотоперетворювача;
- проходженням частини фотонного випромінювання без поглинання у абсорбуючому шарі;
- поглинанням частинки випромінювання у допоміжних шарах фотоперетворювачів;
- розсіянням на фонах ґратки надлишкової енергії фотонів;
- рекомбінацією пари «електрон-дірка», що утворилися під дією фотонів, на поверхні і в об'ємі фотоелектричного перетворювача;
- внутрішнім опором перетворювача та іншими фізичними явищами.

Збільшення ефективності фотоперетворення виявляється можливим тільки шляхом мінімізації вказаних втрат у результаті оптимізації їх конструкційних особливостей.

Зменшення відбивання випромінювання фотонів від поверхні та гетеромеж матеріалів можливо провести шляхом текстурування поверхні шарів

фотоперетворювачів, їх наноструктуруванням, також наносять тонке антивідбивне покриття, наприклад, з фториду магнію MgF_2 [25]. Як було показано авторами [26], антивідбивне покриття зменшує оптичні втрати на (1,9-9,3) % для ФЕП на основі CIGS ($E_g = 1,16$ eV). Крім того, для зменшення втрат від світла, що проходить без поглинання в SE, на його тильну сторону наносять контакт з відбивним покриттям (наприклад, Ag, W, Mo, Cr, інші). Зменшення поглинання у допоміжних шарах ФЕП досягається за рахунок використання широкозонних матеріалів (наприклад, ZnO, ZnS, ZnSe), що приводить до збільшення кількості фотонів УФ та ближнього видимого діапазону світла, які досягають поглинального шару.

Втрати при поглинанні світла у SE також можуть бути обумовлені низькими значеннями поглинальної здатності матеріалів, що використовуються, її збільшення досягається за рахунок вибору оптимальної товщини поглинача. Так, наприклад, при зменшенні товщини шару CIGS від 2 мкм до 1 мкм втрати внаслідок низької поглинальної здатності світла у ФЕП збільшуються від 0,2 % до 1,7 %.

Рекомбінаційні втрати в SE зменшують шляхом:

- оптимізації товщини функціональних шарів для досягнення оптимального балансу між поглинальною здатністю матеріалу та ефективною товщиною генерації пар електрон-дірка, яка визначається шириною ОПЗ та дифузійною довжиною пробігу неосновних носіїв заряду;
- вибору матеріалів гетеропари, що утворюють ГП з мінімальною невідповідністю параметрів кристалічної ґратки, коефіцієнтів теплового розширення та мінімальними енергетичними розривами на гетерограниці;
- оптимальною шириною ОПЗ.

1.2 Фізичні основи функціонування сонячних елементів

1.2.1 Фотовольтаїчний ефект

Термін "фотовольтаїчний" складається з грецьких слів "фос", що означає світло і "вольтаїчне", що означає електрику, пов'язане з іменем італійського фізика, Алессандро Вольты.

Електроенергія може вироблятися за рахунок "фотоелектричного ефекту". Правильне визначення фотоелектричний ефект - це пряме перетворення електромагнітного випромінювання світла в електричну енергію. Пристрій, що використовується для перетворення сонячного світла у корисну електричну енергію, є відомий як сонячна батарея. Сонячне світло - вхідне джерело. Сонячні батареї також відомі як фотоелектричні комірки. Вони перетворюють сонячне світло в електрику. Коли сонячне світло падає на фотоелектричну комірку, то електрони вільно рухаються в напівпровідниковому матеріалі. Якщо дроти є підключеними до позитивної та негативної точок фотоелектричної комірки, електрон починає рухатися, отже це -це електрична енергія і може використовуватися для живлення електричного навантаження.

1.2.2 Принцип роботи фотоелектричної комірки

Принцип роботи фотоелектричних комірок заснований на фотоелектричному ефекті. Який є базою для утворення різниці потенціалів за рахунок електромагнітного на стику двох різних матеріалів. Цей ефект тісно пов'язаний з фотоелектром, де вивільнення електронів з матеріалу обумовлені поглинанням світла з частотою, що перевищує порогову частоту матеріалу, залежної від нього. Цей ефект пояснив учений Альберт Ейнштейн в 1905 р., припускаючи, що світло складається з чітко визначених квантів енергії, званих фотонами.

1.2.3 Еквівалентне коло заміщення сонячного елемента

Модель подвійного діода використовується для визначення параметрів сонячної панелі. Модель подвійного діода має свої обмеження помилкові результати при застосуванні до високоефективних сонячних батарей. В реальних пристроях рекомбінація стає складною функцією концентрації носія, що призводить до коефіцієнта ідеальності та насичення струму змінюється залежно від напруги. Заради простоти ми використовували режим подвійного діода для визначення параметрів. Еквівалентна схема сонячної комірки показана на рис. 1.1.

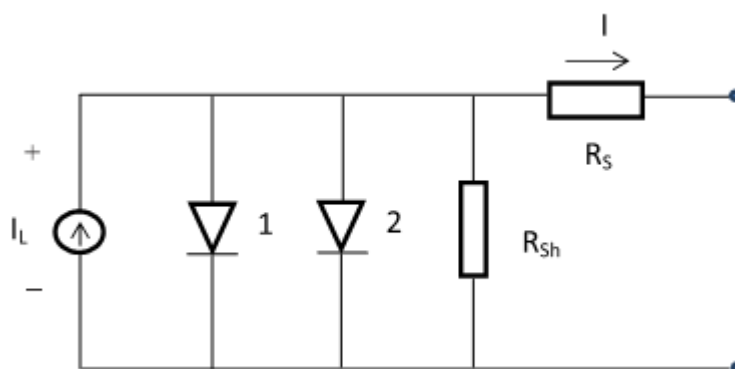


Рис. 1.1 – Ідеалізована модель сонячного елемента

1.3 Основні види втрат у фотоперетворювачах

1.3.1. Оптичні втрати

Оптичні втрати пов'язані в першу чергу з втратою поглинання, термічному впливові, втратами на оптичне відбивання та пропускання всередині шарів та на їх інтерфейсах, а також з втратами на площині матеріалу.

В сонячних елементах з односмуговим зазором фотони мають енергію нижчу, ніж передається енергія смузі зазору поглинаючого матеріалу (Рис. 1.2). Таким чином, енергія фотонів, що мають енергію нижче, ніж енергія смуги діапазону втрачається через непоглинання матеріалу. Таким чином, енергія падаючого фотона (енергія смуги зазору) не поглинається.

У випадку, коли енергія фотона є меншою за енергію ширини забороненої зони матеріалу, відбувається процес термізації, вона застосовується для фотонів, які мають енергію вище, ніж смуга смуги. Надлишок енергії розсіюється у вигляді

тепла. Це тепло збільшує температуру сонячного елемента, що додатково збільшує зворотний струм насичення за рахунок збільшення концентрації внутрішніх носіїв та дифузійної довжини неосновних носіїв. Це збільшення струму зворотного насичення призводить до зменшення напруги холостого ходу.

Описані вище дві втрати вносять половинний внесок у загальні втрати падаючої сонячної енергії у сонячній батареї.

Втрати на відбиванні відбуваються через блокування світла верхнього контакту, відбиття від крайньої поверхні та відхилення від заднього контакту без належного поглинання. Втрати при передачі пов'язані з кінцевою товщиною осередку і даний ефект посилюється в матеріалах, що мають низький коефіцієнт поглинання.

Втрати на площині пояснюються конструкцією металевої сітки або металевим електродом покриття

Загалом всі ці оптичні втрати можна зменшити, використовуючи антирефлексне покриття (ARC) чверть хвилі товщиною на верхній поверхні. Світлова хвиля, відтворена від АРК, знаходиться поза фазою зі світлом, що відбивається від верхньої поверхні і коли ці два фактори поєднуються, отриманий внесок скасовує ефект.

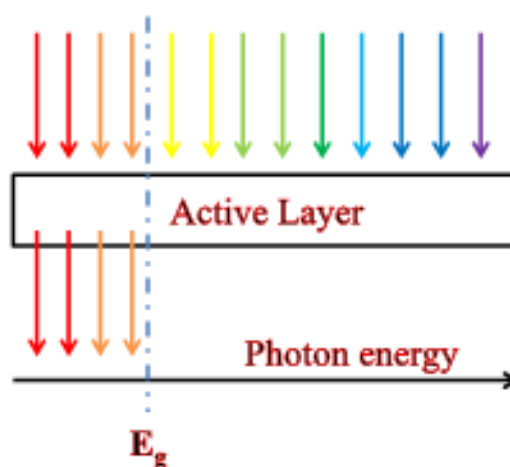


Рис. 1.2 – До ефекту, що пояснює втрати з непоглинанням фотонів

1.3.2. Втрати при збиранні носіїв заряду контактами

Ці втрати пов'язані з поверхневою та об'ємною рекомбінацією при контакті металів або напівпровідників та рекомбінації при виснаженні області поверхневого заряду. Ці втрати рекомбінації в основному впливають на напругу холостого ходу. Домішки, кристалічні дефекти та неповна хімічна речовина виступають в якості пасток для фотозбуджених носіїв і рекомбінація в цих пастках викликає зменшення фотоструму. Зниження концентрації домішок і дефектів може збільшити довжину дифузії неосновних носіїв, і це може зменшити рекомбінаційні втрати у сонячній батареї.

РОЗДІЛ 2.

МОДЕЛЮВАННЯ РЕКОМБІНАЦІЙНИХ ВТРАТ ТА ЇХ АНАЛІЗ

2.1 Методика числового моделювання

Обов'язковим шаром будь якого фотоперетворювача на основі гетеропереходів є поглинаючий шар з матеріалу, що має оптимальну для перетворення сонячної енергії ширину забороненої зони.

Однією з найбільш необхідних характеристик матеріала поглиначого шару, необхідних для розрахунку рекомбінаційних втрат є його поглинальна здатність (A).

Дослідження поглинальної здатності матеріалу було проведено в діапазоні довжин хвиль від 340 нм (випромінювання Сонця меншої довжини до поверхні Землі практично не надходить до неї) до 1250 нм (значення, яке відповідає найменшій ширині 33 ($E_g \approx 1$ eV) сполуки, яке наведене у довідниках).

Добре відомо, що кількість згенерованих електронно-діркових пар в поглинальному матеріалі не є пропорційною до потужності сонячного випромінювання, оскільки формування пар «електрон-дірка» відбувається незалежно від енергії поглинутого фотона, однак при малих товщинах відбувається поглинання в основному фотонів з низькою енергією, в той час як зі збільшенням d збільшується поглинання фотонів з високою енергією. Тому надзвичайно важливо визначати поглинальну здатність потоку фотонів сонячного випромінювання в CuO .

Важливою характеристикою, яка визначає ефективність фотоперетворення є його внутрішній квантовий вихід. Він чисельно дорівнює відношенню кількості згенерованих світлом електронно-діркових пар до загальної кількості фотонів, які досягли поглинального шару та створюють дрейфову (J_{drift}) та дифузійну (J_{dif}) складові фотоструму (J_{ph}) в фотоперетворювачі і як наслідок струм короткого замикання ($J_{кз}$). Внутрішній квантовий вихід (Q_{int}) фотоперетворювача залежить

від рекомбінаційних втрат, які мають місце на межі ГП $n\text{-ZnO} / p\text{-CdTe}$, в об'ємі і на тильній стороні поглинального (CdTe) та в об'ємі віконного (ZnO) шарів. Оскільки в ФЕП відбуваються втрати світла і при відбиванні та поглинанні в допоміжних шарах приладу, то важливим також є визначення зовнішнього квантового виходу (Q_{ext}).

Одним із параметрів необхідних для аналізу рекомбінаційних втрат в СЕ є ширина області просторового заряду (w), або область збіднення, що виникає на контакті ГП, де діє електричне поле, яке розділяє згенеровані світлом електронно-діркові пари. Ця ширина головним чином залежить від концентрації некомпенсованих акцепторів ($N_a - N_d$) (тобто, різниці між концентрацією акцепторів та донорів), що знаходяться у напівпровіднику, та висоти контактного бар'єру на гетерограниці.

Густина струму короткого замикання ($J_{кз}$) СЕ була розрахована нами за формулою:

$$J_{sc} = q \sum_i T(\lambda) \frac{\Phi_i(\lambda)}{h\nu_i} \Delta\lambda$$

де $\Phi_i(\lambda_i)$ – спектральна густина потужності сонячного випромінювання; $\Delta\lambda_i$ – інтервал між сусідніми значеннями довжини хвилі;

$h\nu_i$ – енергія фотона.

Розрахунок $J_{кз}$ ФЕП проводився для умов опромінення АМ 1.5G.

Ефективність розглянутого фотоперетворювача (η) було розраховано з використанням наступного виразу:

$$\eta = (FF * U_{xx} * I_{kz}) / P_{in}$$

де U_{xx} – напруга холостого ходу;

$J_{кз}$ – густина струму короткого замикання;

FF – фактор заповнення;

P_{in} – вхідна потужність.

Для визначення впливу рекомбінаційних втрат на максимальну ефективність СЕ зі структурою скло/*ZnO*/*CdTe*/тильний контакт були взяті значення напруги холостого ходу, що дорівнювали висоті контактної різниці потенціалів на відповідних ГП ($U_{xx} = (0,94 \text{ В})$ та $(0,57 \text{ В})$). При цьому значення фактора заповнення взято таким, що відповідає максимально можливому $FF = 89 \%$.

РОЗДІЛ 3.

РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЛОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ РЕКОМБІНАЦІЙНИХ ВТРАТ

3.1 Результати моделювання

Внутрішній квантовий вихід (Q_{int}) використовується для аналізу рекомбінаційних втрат в СЕ, і є одним із вагомих параметрів, що визначає ефективність фотоелектричного перетворення сонячного світла. Він розраховується як відношення кількості згенерованих електронно-діркових пар під дією світла до загальної кількості фотонів, що досягли поглинального шару, створюючи при цьому дифузійну (J_{dif}) та дрейфову (J_{drift}) складові фотоструму (J_{ph}) в ФЕП і, як наслідок, струм короткого замикання ($J_{кз}$). Внутрішній квантовий вихід СЕ залежить від рекомбінаційних втрат на гетеромежі n -ZnO / p -CdTe та в об'ємі матеріалу, а також на тильній стороні віконного та поглинального шарів. А, оскільки, в СЕ відбуваються втрати сонячного випромінювання при відбиванні та поглинанні світла в допоміжних шарах приладу, то необхідно також визначити зовнішній квантовий вихід (Q_{ext}), який враховує ці втрати.

Значення ширини (d) області збіднення, так званої області просторового заряду (ОПЗ), яка виникає на контактній межі ГП є необхідним для аналізу рекомбінаційних втрат в приладі. Ця різниця потенціалів залежить від концентрації некомпенсованих акцепторів $N_a - N_d$ (тобто, різниці між концентрацією акцепторів та донорів), що знаходяться у матеріалі. Варто зауважити, що для знаходження ширини ОПЗ важливо знати висоту бар'єру на ГП. Оскільки для досліджуваних пар напівпровідників висота бар'єру не відома, то, для розрахунку, нами було побудовано зонні діаграми ГП n -ZnO / p -CdTe для випадків малої та великої кількості приповерхневих станів на гетеромежі. Значення основних величин, які використовувалися нами для побудови зонних діаграм приведені в таблиці 32.1. При побудові зонних діаграм у випадку малодфектної міжфазної поверхні нами застосовувалась модель Андерсона.

Розраховані значення ΔE_c , ΔE_v , V_D , $V_{CuO(Cu_2O)}$, V_{ZnO} наведено в таблиці 3.2

Таблиця 3.1 – Розраховані параметри ГП

Параметр	<i>n</i> -ZnO / <i>p</i> -CdTe
ΔE_c , eV	0,18
ΔE_v , eV	2,11
V_D , eV	0,42
V_{CdTe} , eV	-
V_{ZnO} , eV	0,09

Інший граничний випадок реалізується, коли межа поділу двох матеріалів містить велику кількість приповерхневих станів (модель Ван- Райвена), тобто неузгодженість сталих ґратки контактуючих матеріалів перевищує 4 %. У цьому випадку рівень Фермі фіксується на міжфазній границі у визначеному місці (як правило посередині) з матеріалу незалежно від його положення в об'ємі. Поверхня напівпровідника стає подібною до металічної, а гетероперехід може бути представлений як послідовно з'єднанні бар'єри Шоттки між об'ємом першого (другого) напівпровідника і його поверхнею та металоподібний прошарок, який містить диполь між двома поверхнями матеріалів. Основною відмінністю цієї моделі від моделі Андерсона є розривність рівня вакууму. Величина цього розриву визначається енергією диполя E_m , яка дорівнює різниці поверхневих робіт виходу (W_{s1} , W_{s2}) сполук.

Різниця між об'ємною і поверхневою роботами виходу кожного напівпровідника створює бар'єр Шоттки з напругою V_{CdTe} та V_{ZnO} . Оскільки диполь компенсує різницю робіт виходу, то відсутнім є обмін електронами між кристалічними поверхнями кожного з контактуючих матеріалів, і не відбувається вирівнювання енергій електронів на контакті, як це має місце у ідеальній гетеросистемі.

Наведені енергетичні моделі ГП є граничними випадками, справедливими тоді, коли приповерхневі стани на міжфазній границі або повністю відсутні, або

мають дуже високу концентрацію. Реально реалізується проміжний випадок, оскільки стан границі поділу матеріалів визначається дифузійними процесами під час одержання структури при високих температурах підкладки.

Розрахунки були проведені для ФЕП з товщиною поглинального шару 1 мкм ($A_{hv} = \sim 97\%$) та віконного 25 нм (мінімальна технологічно досяжна товщина віконного шару). Як і очікувалося, при енергії фотонів що нижча ширини $33 E_g$ матеріалу квантовий вихід приладів наближається до нуля. У подальшому, досліджувався вплив оптичних втрат, які були розраховані у попередньому розділі на квантовий вихід приладів. З їх урахуванням, нами побудовано спектральні залежності зовнішнього квантового виходу (Q_{ext}) розглянутих СЕ. При цьому, товщини всіх функціональних шарів бралися наближеними до значень, які використовуються у реальних СЕ.

Отже, враховуючи оптичні втрати в допоміжних шарах СЕ на основі ГП n -ZnO / p -CdTe значення $J_{кз}$ дещо вищі для структур, що містять фронтальний контакт AZO, ніж для аналогічних з шаром ІТО. Встановлено, що зміна товщини віконного шару від 25 до 200 нм слабо впливає на значення струму короткого замикання. Розраховані значення для структури з шаром Cu_2O (13,11-13,85) mA/cm^2 нижчі за аналогічні для структури з шаром CuO (21,54-22,85) mA/cm^2 . Слід відзначити, що врахування оптичних втрат веде до зменшення $J_{кз}$ для розглянутих структур на (8,2-16,6) %.

3.2 Аналіз отриманих результатів

На рис. 3.1 представлені графіки спектральної залежності внутрішнього квантового виходу (Q_{int}) СЕ з різною концентрацією некомпенсованих донорів (Nd – Na) вікно та акцепторів (Na – Nd) погл у віконних та поглинальних шарах. Розрахунки проведені для ФЕП з товщиною шару поглинача 1 мкм ($A_{hv} \approx 97\%$) та вікна 25 нм (мінімальна технологічно досяжна товщина віконного шару). Встановлено, що при збільшенні концентрації донорів у матеріалі вікна (рис. 3.1 а)

при сталих значеннях $(\text{Na} - \text{Nd})_{\text{погл}}$ у поглинальному матеріалі, для ФЕП на основі ГП $n\text{-ZnO}/p\text{-CdTe}$ спостерігаються збільшення квантової

ефективності як у області fotocутливості CdTe так і ZnO . Однак таке збільшення слабо впливає на внутрішній квантовий вихід у області fotocутливості віконного матеріалу у СЕ на основі ГП $n\text{-(ZnSe, ZnS)}/p\text{-CdTe}$ (рис. 3.1 в, д). Це цілком зрозуміло, оскільки в наслідок великої ширини ЗЗ ZnO в цих матеріалах майже відсутнє поглинання енергії сонячного спектра. Для розглянутих ГП збільшення концентрації донорів однак приводить до збільшення квантового виходу в середньо та довгохвильовому інтервалі довжин хвиль, що пояснюється розширенням ОПЗ в поглинальному шарі, та, як наслідок, зменшенням впливу дифузійної складової на загальний фотострум (J_{ph}).

У подальшому, нами було досліджено вплив зміни концентрації акцепторів $(\text{Na} - \text{Nd})_{\text{погл}}$ на Q_{int} при сталих концентраціях донорів (рис. 3.1 б, г, е). Як видно з рисунків, внутрішній квантовий вихід приладу Q_{int} зменшується в області fotocутливості матеріалу поглинального шару, що пояснюється зменшенням ширини ОПЗ, та, як наслідок, збільшенням дифузійної складової фотоструму.

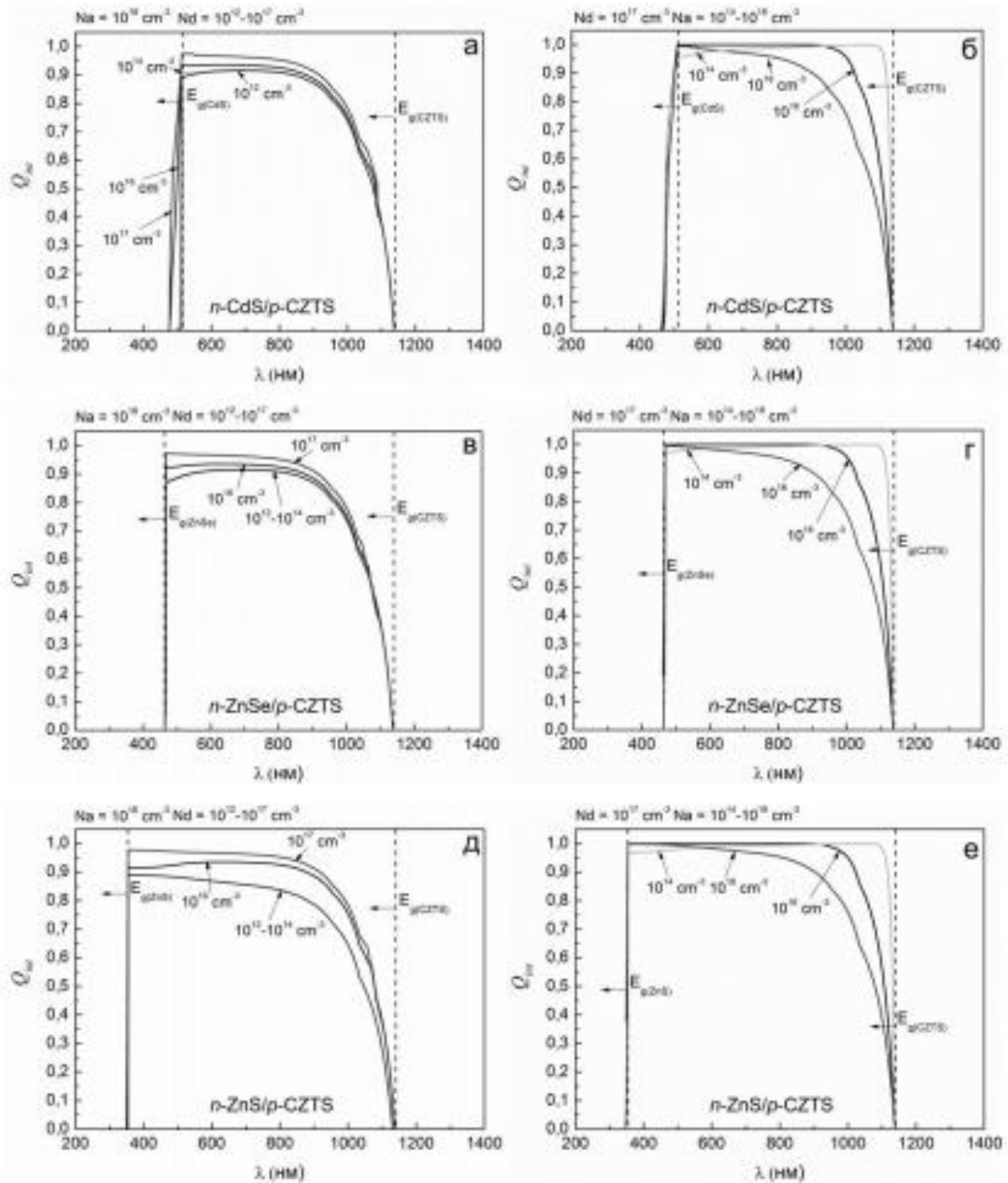


Рис. 3.1 – Спектральна залежність внутрішнього квантового виходу змодельованого фотоперетворювача

На рис. 3.2 приведені залежності квантового виходу від довжини хвилі як функції від концентрації основних носіїв заряду в шарі ZnO. Змінюючи значення N_a , N_d , S і tn , можна отримати спектри фотовідгуків різної форми, включаючи аналогічні експериментальним криві.

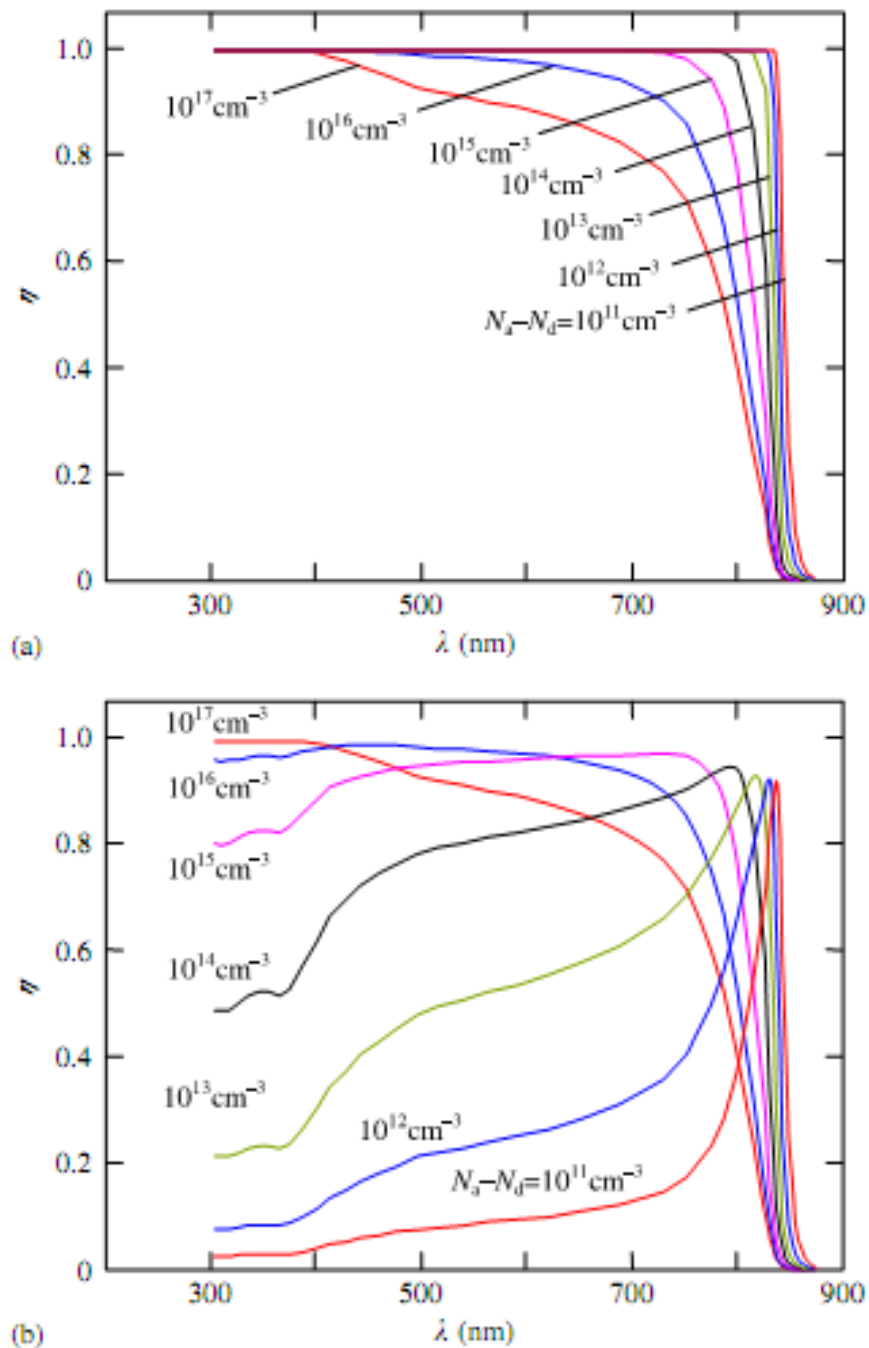


Рис. 3.2 – Фотоелектричні спектри квантового виходу як функція концентрації

Висновки

У цій роботі ми визначили і порівняли оптичні та рекомбінаційні втрати на основі фотоперетворювача n-ZnO/p-CdTe. Було визначено, що використання більш широкого зазору (ZnO) в якості віконного шару з задовільним значенням оптичної ширини забороненої зони призводить до збільшення пропускання багат шарових структур в ультрафіолетовій спектральній області. У випадку товщини віконного шару ZnO $d = 50$ нм ($d = 300$ нм), значення коефіцієнта пропускання зі структурою скло / ZnO / CdTe збільшується на (2,22) та (1,85)% при довжині хвилі 380-900 нм та 450-900 нм, відповідно.

Було встановлено, що обчислене значення квантового виходу фотоперетворювача приймає максимальні значення при енергії фотона, близькій до значення оптичної ширини забороненої зони телуриду кадмію 830 нм та концентрації некомпенсованих акцепторних домішок 10^{15} - 10^{17} см^{-3} . Зменшити величину Q , пов'язану з поверхневою рекомбінацією світлогенерованих носіїв заряду, виявляється можливим при зменшенні довжини індукованого випромінювання. Поверхнева рекомбінація в більшій мірі впливає на величину квантового виходу при меншому значенні концентрації некомпенсованих акцепторних домішок.

Обчислені загальні рекомбінаційні втрати в фотоперетворювачі склали 13,4% при товщині шару ZnO 50 нм і $(\text{Na} - \text{Nd}) = 10^{17}$ см^{-3} . Було встановлено, що фотоперетворювачі зі структурою ZnO / / CdTe мають максимальні значення ККД (15,9-16,1%) при концентрації некомпенсованих акцепторних домішок (10^{15} - 10^{17} см^{-3}) і товщині віконного шару 50 нм.

Проведені розрахунки дають можливість визначити реальне максимальне значення ККД фотоперетворювача з урахуванням рекомбінаційних втрат в шарах сонячної батареї.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. T. Surek, *J. Cryst. Growth* 275 (2005) 292.
2. A. Goetzberger, C. Hebling, H.-W. Schock, *Mater. Sci. Eng. R40* (2003) 1.
3. N. Romeo, A. Bosio, V. Canevari, A. Podesta, *Sol. Energy* 77 (2004) 795.
4. J. Britt, C. Ferekides, *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993) 2851.
5. A. Hanafusa, T. Hibino, K. Omura, H. Ohyama, M. Murozono, *Jpn. J. Appl. Phys.* 36 (1997) 6304.
6. P.V. Meyers, S.P. Albright, *Prog. Photovolt.: Res. Appl.* 8 (2000) 161.
7. X. Wu, J.C. Keane, R.G. Dhere, C. Dehart, D.S. Albin, A. Duda, T.A. Gessert, S. Asher, D.H. Levi, P. Sheldon, *Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Munich, 2001*, p. 995.
8. A. Hanafusa, T. Aramoto, M. Tsuji, T. Yamamoto, T. Nishio, P. Veluchamy, H. Higuchi, S. Kumasawa, S. Shibutani, J. Nakajima, T. Arita, H. Ohyama, T. Hibino, K. Omura, *Sol. Energy Mater Sol. Cells* 67 (2001) 21.
9. D. Bonnet, CdTe thin-film PV modules, in: T. Makkvart, L. Castaner (Eds.), *Practical Handbook of Photovoltaic: Fundamentals and Applications*, Elsevier, 2003.
10. S. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed., Wiley, New York, 1981.
11. D. Bonnet, Cadmium telluride solar cells, in: M.D. Archer, R. Hill (Eds.), *Clean Electricity from Photovoltaic*, Imperial College Press, 2001, pp. 245–276.
12. J. Fritsche, D. Kraft, A. Thissen, Th. Mayer, A. Klein, W. Jaegermann, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 668 (2001) 601.
13. M. Lavagna, J.P. Pique, Y. Marfaing, *Solid State Electron.* 20 (1977) 235–240.

14. L.A. Kosyachenko, V.M. Sklyarchuk, Ye.F. Sklyarchuk, K.S. Ulyanitsky, *Semicond. Sci. Technol.* 14 (1999) 373–377.
15. C. Sah, R. Noyce, W. Shockley, *Proc. IRE* 45 (1957) 1228.
16. L.A. Kosyachenko, V.M. Sklyarchuk, O.F. Sklyarchuk, V.A. Gnatyuk, *Semicond. Sci. Technol.* 22 (2007) 911.
17. L.A. Kosyachenko, I.M. Rarenko, Z.I. Zakharuk, V.M. Sklyarchuk, O.F. Sklyarchuk, I.V. Kabanova, O.L. Maslyanchuk, *Semiconductors* 37 (2003) 238.
18. Reference solar spectral irradiance at the ground at different receiving conditions, 9845–1, Standard of International Organization for Standardization ISO, 1992.
19. T. Toshiyumi, S. Adachi, H. Nakanishi, K. Ohtsuka, *Jpn. Appl. Phys.* 32 (1993) 3496.
20. T. Takahashi, B. Paul, K. Hirose, C. Matsumoto, R. Ohno, T. Ozaki, K. Mori, Y. Tomita, *Nucl. Instr. and Meth.* A436 (2000) 111.
21. M.R. Squillante, L. Cirignano, R. Grazioso, *Nucl. Instr. and Meth.* A458 (2001) 288.
22. K. Durose, P.R. Edwards, D.P. Halliday, *J. Cryst. Growth* 197 (1999) 733.
23. J.R. Sites, J. Pan, *Thin Solid Films* 515 (2007) 6099.
24. M. Bujatti, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1 (1968) 581.
25. K.W. Mitchell, *Evaluation of the CdS/CdTe Heterojunction Solar Cell*, Academic, New York, 1979.
26. T. Takebe, J. Saraie, T. Tanaka, *Phys. Stat. Sol.* 47 (a) (2006) 123.
27. L.A. Kosyachenko, O.L. Maslyanchuk, V.V. Motushchuk, V.M. Sklyarchuk, *Sol. Energy Mater. Solar Cells* 82 (2004) 65.

ДОДАТОК А.

Фрагмент розрахунку рекомбінаційних втрат

C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q
Константи				lamrda, nm	m	T	hν, Дж	delta, m	φ	Сумма				
q	1,60E-19 Кл		A*с	276	2,76E-07	0,0071400000	1,23E-18	3.E-08	8,2000E-02	1,64E+07				
h	1,05E-34 Дж*с			310	3,10E-07	0,0107800000	1,10E-18	8.E-09	5,3300E+01	4,17E+07				
c	3,Е+09 м/с			318	3,18E-07	0,0128700000	1,07E-18	8.E-09	7,2361E-01	7,30E+07				
nm	1,Е-09			326	3,26E-07	0,0150500000	1,04E-18	9.E-09	9,9835E-01	1,27E+08				
				335	3,35E-07	0,0167300000	1,01E-18	9.E-09	1,0097E+00	1,55E+08				
				345	3,45E-07	0,0216500000	9,86E-19	5.E-09	9,1583E-01	9,76E+07				
				349	3,49E-07	0,0195900000	9,72E-19	5.E-09	8,9900E-01	9,04E+07				
				354	3,54E-07	0,0217100000	9,58E-19	5.E-09	1,1346E+00	1,32E+08				
ZnO	200 nm			360	3,60E-07	0,0152700000	9,45E-19	5.E-09	1,0890E+00	9,31E+07				
CdTe	50 мкм			365	3,65E-07	0,0132900000	9,31E-19	5.E-09	1,0970E+00	8,53E+07				
				370	3,70E-07	0,0143300000	9,17E-19	6.E-09	1,2934E+00	1,13E+08				
				376	3,76E-07	0,0261200000	9,04E-19	6.E-09	1,1240E+00	1,88E+08				
				382	3,82E-07	0,1295900000	8,90E-19	6.E-09	9,5426E-01	8,29E+08				
				388	3,88E-07	0,3885100000	8,76E-19	6.E-09	1,0067E+00	2,75E+09				
				394	3,94E-07	0,6803700000	8,63E-19	6.E-09	7,6675E-01	3,84E+09				
				400	4,00E-07	0,7489500000	8,49E-19	7.E-09	1,6885E+00	9,77E+09				
				407	4,07E-07	0,7791700000	8,35E-19	7.E-09	1,6300E+00	1,03E+10				
				414	4,14E-07	0,8050100000	8,22E-19	7.E-09	1,7144E+00	1,18E+10				
				421	4,21E-07	0,8371400000	8,08E-19	3.E-08	1,8110E+00	5,74E+10				
				451	4,51E-07	0,8990800000	7,53E-19	5.E-08	2,1420E+00	1,26E+11				
				500	5,00E-07	0,9053300000	6,79E-19	1.E-07	1,9160E+00	2,53E+11				
				599	5,99E-07	0,9157500000	5,67E-19	1.E-07	1,7640E+00	2,89E+11				
				701	7,01E-07	0,9195300000	4,85E-19	1.E-07	1,4131E+00	2,67E+11				
				800	8,00E-07	0,9190100000	4,24E-19	1.E-07	1,1248E+00	2,40E+11				

$$J_{qs} = q \sum_i T(\lambda_i) \frac{\phi_i(\lambda_i)}{h\nu_i} \eta(\lambda_i) \Delta\lambda_i$$