

С.П. Данильчук, О.В. Замуруєва, В.Є. Сахнюк, С.А. Федосов

Фотонні властивості пристроїв на основі багатокomпонентних кристалічних сполук із вмістом (Si, Ge, Sn)

Волинський національний університет імені Лесі Українки, Луцьк, Україна, zamurueva.o@gmail.com

У роботі представлені результати оптичних і фотоелектричних вимірювань та їх аналіз для кристалічних сполук $Tl_{1-x}In_{1-x}D^{IV}_xSe_2$ (D^{IV} – Si, Ge, Sn) у діапазоні довжин хвиль $0,4 \div 1,4$ мкм при температурі $T = 300$ К. Робота переслідує мету дослідити вплив молярного вмісту $D^{IV}Se_2$ на механізми міжзонних переходів та основні фотонні параметри кристалів твердих розчинів $TlInSe_2 - D^{IV}Se_2$. Встановлено, що зміна фізичних властивостей від молярного вмісту компонент x , пов'язаних з перебудовою зонної структури, значно розширює функціональні можливості кристалічних сполук $Tl_{1-x}In_{1-x}(Si, Ge, Sn)_xSe_2$ ($x \leq 0,25$), як перспективних матеріалів оптоелектронних пристроїв.

Ключові слова: кристал, молярний вміст, прямі та непрямі переходи, енергетична щільність, коефіцієнт поглинання, фоточутливість.

Подано до редакції 27.07.2021; прийнято до друку 16.08.2021.

Вступ

Фотонні (оптоелектронні) пристрої, які перетворюють електричну енергію в оптичне випромінювання – світлодіоди; пристрої, які детектують оптичні сигнали за рахунок електронних процесів під дією світла – фотодетектори; пристрої, які здійснюють перетворення оптичного випромінювання в електроенергію – фотовольтаїчні пристрої, сонячні батареї.

Фізика напівпровідникових пристроїв, природно, визначається фізичними властивостями самих напівпровідникових матеріалів. Сучасний розвиток технологій потребує використання матеріалів з наперед визначеними властивостями.

Оскільки людське око чутливе лише до світла з енергією $h\nu \geq 1,8$ eV ($\lambda \leq 0,7$ мкм), то напівпровідники для світло- та фотопристроїв видимого діапазону повинні мати ширину забороненої зони більшу цього значення. Прямозонні напівпровідники особливо важливі для електролюмінесцентних пристроїв, так як випромінювальна рекомбінація у них є процесом першого порядку (протікає без участі фононів) і

очікувана квантова ефективність повинна бути значно вищою, ніж для напівпровідників з непрямою зоною, у яких при переходах збуджуються фонони. У той же час для фотопристроїв основним фактором, що визначає квантову ефективність, є коефіцієнт поглинання і ширина забороненої зони. Тому важливим є встановлення механізму міжзонних переходів для оцінки можливості практичного використання напівпровідникових матеріалів, як функціональних матеріалів оптоелектронних пристроїв.

Складні напівпровідникові сполуки із загальною формулою $A^IVB^III C_2^VI$ мають технологічно привабливі властивості для створення різного роду оптоелектронних пристроїв. Ряд кристалів із цієї групи є комерційно доступними і знайшли застосування в виробництві пристроїв нелінійної оптики і сонячних елементів. Зокрема кристали $TlInSe_2$ володіють високою чутливістю до ближнього інфрачервоного випромінювання, до жорсткої радіації, проявляють високу радіаційну стійкість [1], і є перспективні для створення на їх основі детекторів і приймачів випромінювання, а також функціональних пристроїв, керованих електричним

полем, що працюють в умовах жорсткої радіації [2].

У кристалах TlInSe_2 спостерігаються і непрямі, і прямі дозволені переходи. У [2-7] різними методами визначена ширина забороненої зони кристалів. Із експериментальних вимірювань [2] виявлено, що оптична ширина енергетичної щілини для TlInSe_2 є непряма і $\approx 1,4$ eV при кімнатній температурі. В іншому дослідженні [3] стверджується, що непряма ширина забороненої зони становить 1,2 eV. У роботі [4] виявлено непряму та пряму ширину забороненої зони TlInSe_2 1,07 eV та 1,35 eV відповідно. З урахуванням останніх розрахунків енергетичних зон TlInSe_2 , ширина прямої щілини 0,6 eV [6]. Неоднозначність у значеннях величини енергетичної щілини $0,6 \div 1,4$ eV і механізмів переносу є наслідком сильної дефектності структури, властивій шаруватим напівпровідникам, і проявом політипії. У [8] встановлено, що введення елементів першої групи підвищує фоточутливість кристалів TlInSe_2 унаслідок утворення в них «сенсабілітуючих» центрів. Уведення елементів четвертої групи понижує поріг чутливості й рівень струмових шумів у результаті часткової компенсації дірок, зумовлених характерними структурними дефектами – термоакцепторами.

На основі сполуки TlInSe_2 у системі $\text{TlInSe}_2\text{--D}^{\text{IV}}\text{Se}_2$ ($\text{D}^{\text{IV}} - \text{Si, Ge, Sn}$) утворюються тверді розчини протяжність яких становить 35 мол. % SiSe_2 , 25 мол. % GeSe_2 , 28 мол. % SnSe_2 [9]. У [10-12] встановлено зростання ширини забороненої зони із збільшенням вмісту SiSe_2 , GeSe_2 , SnSe_2 . Це пов'язано з механізмом утворення твердого розчину. Зменшення параметрів кристалічної ґратки веде до зростання E_g [13].

I. Експериментальні результати та їх обговорення

Оптичні вимірювання являють собою найбільш важливі засоби визначення зонних структур напівпровідників. Одним з основних методів дослідження дефектного стану напівпровідника є вивчення енергетичної залежності коефіцієнта поглинання світла. Індуковані фотонами електронні переходи можуть відбуватися між різними зонами, які призводять до визначення енергії забороненої зони, або в межах однієї зони, поглинання на вільних носіях. Оптичні вимірювання також можуть бути використані для вивчення коливань решітки (фононів).

Досліджуючи спектри поглинання світла напівпровідником, можна отримати інформацію про структуру енергетичних зон. Унаслідок особливостей будови зони провідності й валентної зони напівпровідники прийнято поділяти на прямозонні та непрямоzonні. Фотон може поглинутись у результаті переходу електрона з заповненого стану валентної зони в вільний стан зони провідності. Цей процес є основним у фотодетекторах або сонячних батареях. Зворотнім є процес у світлодіодах – електрон із зони провідності може спонтанно повернутись до вільного енергетичного рівня в валентній зоні (рекомбінація),

при цьому випромінюючи фотон. Для фотонів, які поглинаються або випромінюються, загальна теорія для оптичних переходів між валентною і зоною провідності заснована на так званому правилі \vec{k} -відбору ($\vec{k}_1 = \vec{k}_2$). Дозволені є переходи, при яких початковий і кінцевий стан характеризуються однаковими хвильовими векторами; такі переходи називаються *прямими* або *вертикальними* (у $E-k$ просторі). Коли мінімум зони провідності не відповідають одному і тому ж значенню \vec{k} валентної зони, то для збереження імпульсу при переходах необхідна участь фонона, такий перехід називається *непрямим*.

При кімнатній температурі для кристалів $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{D}^{\text{IV}}\text{Se}_2$ ($\text{D}^{\text{IV}} - \text{Si, Ge, Sn}$, $x \leq 0,25$) залежності $\alpha = f(h\nu)$ мають складний характер [14, 15]. Також, із зростанням x (збільшенням вмісту $\text{D}^{\text{IV}}\text{Se}_2$ ($\text{D}^{\text{IV}} - \text{Si, Ge, Sn}$)) край смуги фундаментального поглинання зміщується в область більших енергій. Таке зміщення зумовлене двома процесами [9]: статичним заміщенням атомів індію атомами кремнію (чи германію, олова) і збільшенням концентрації вакансій талію V_{Tl} . Саме ці процеси є домінуючими в зміні ширини забороненої зони [16]. Внаслідок заміщення атомів індію (In^{+3}) атомами D^{IV} ($\text{D}^{\text{IV}} - \text{Si}^{+4}, \text{Ge}^{+4}, \text{Sn}^{+4}$) утворюються донорні центри. У результаті утворення позитивно заряджених іонів (донорів) та негативно заряджених іонів (V_{Tl} – акцепторів) зростає енергія іонного зв'язку між ними. Збільшення енергії зв'язку між атомами кристалу веде до зростання E_g і зменшення міжатомної відстані, а отже об'єму елементарної комірки сплавів [9].

Для оцінення величини оптичної ширини забороненої зони було використано метод Тауца [17]. Аналіз спектрів поглинання при $T = 300$ K показав, що у різних енергетичних діапазонах експериментальні залежності $\alpha = f(h\nu)$ в усіх твердих розчинах спрямлюються в координатах $(ah\nu)^{1/2}$ та $(ah\nu)^2$. Це свідчить про реалізацію в даних твердих розчинах одночасно як непрямих так і прямих дозволених переходів [10-12].

За оптичними вимірюваннями встановлено залежності значень величин енергетичної щілини від молярного вмісту x компонент SiSe_2 , GeSe_2 і SnSe_2 для кристалічних сполук $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Si}_x\text{Se}_2$, $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Se}_2$ ($x \leq 0,2$) і $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$ ($x \leq 0,25$). На рис. 1 зображені для $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Si}_x\text{Se}_2$, $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Se}_2$ і $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$ залежності енергетичної щілини від молярної частки x .

Для $0 \leq x < 0,1$ усі досліджувані напівпровідники є прямоzonними (енергетична щілина пряма). При $x \geq 0,1$ енергетична щілина є непряма і збільшується наступним чином (таблиця 1).

На рисунку 2 зображені відповідні діаграми енергії-імпульсу для досліджуваних сполук від вмісту. Як показано, зона провідності має два мінімуми. Один вздовж H -осі є прямим мінімумом, а інший – вздовж Z -осі є непрямим мінімумом. Така енергетична зонна структура не суперечить [6, 18]

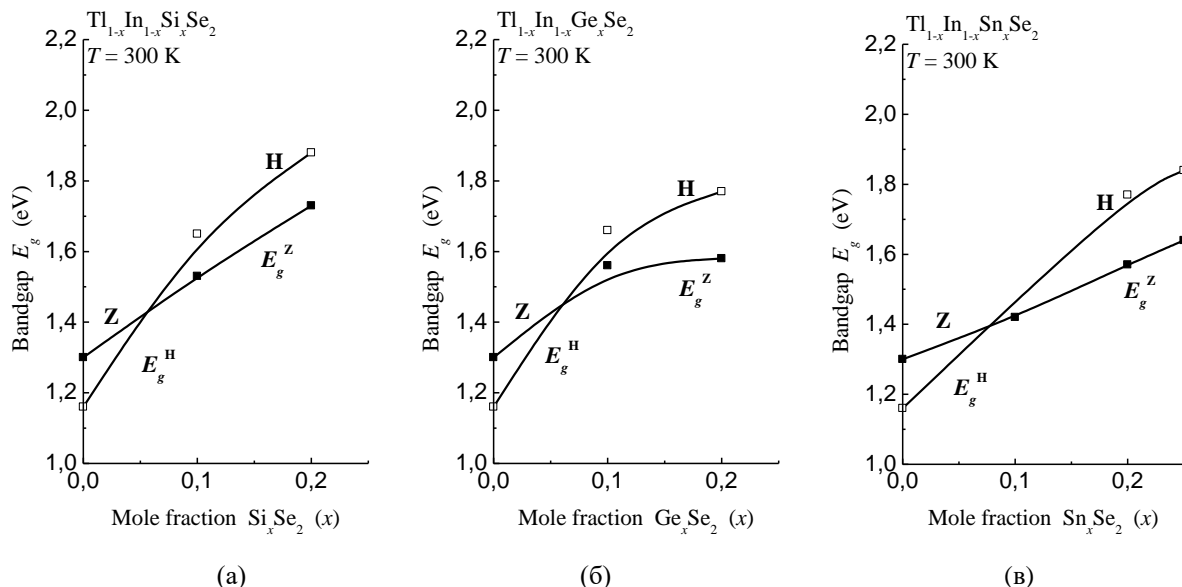


Рис. 1. Залежність ширини енергетичних щілин для прямого (H) і непрямого (Z) мінімумів зони провідності від вмісту $E_g = f(x)$ (а) SiSe_2 , (б) GeSe_2 і (в) SnSe_2 .

Таблиця 1

Залежності значень величин енергетичної щілини від молярного вмісту x компонент SiSe_2 , GeSe_2 і SnSe_2

Від E_g , eV	При x	До E_g , eV	При x	Для матеріалів
1,53	0,1	1,73	0,2	$\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Si}_x\text{Se}_2$
1,56	0,1	1,58	0,2	$\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Se}_2$
1,42	0,1	1,64	0,25	$\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$

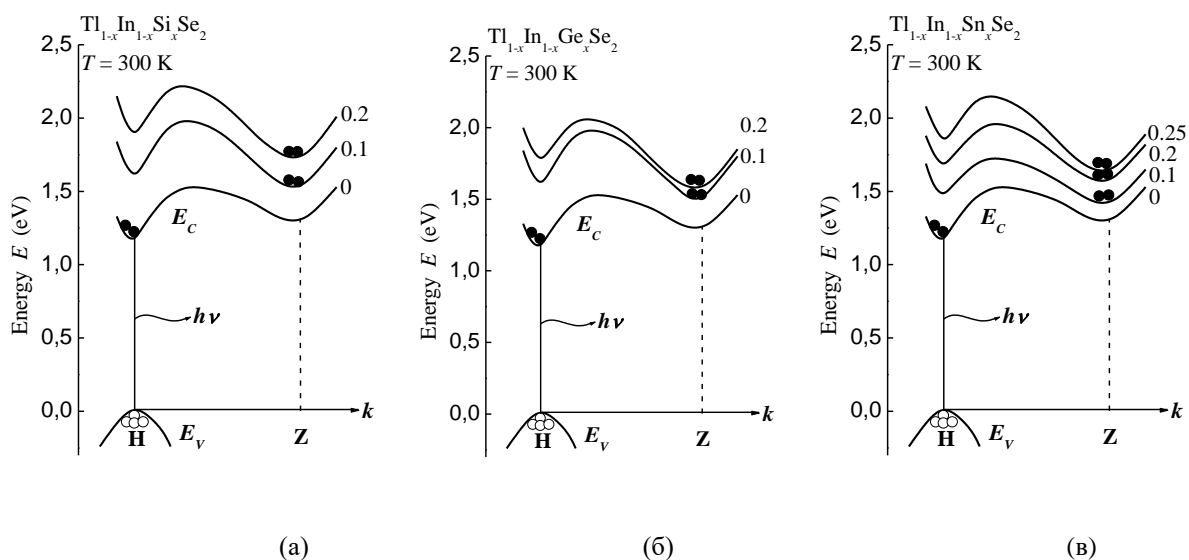


Рис. 2. Енергетична зонна структура (а) $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Si}_x\text{Se}_2$, (б) $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Se}_2$ і (в) $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$.

Електрони в прямому мінімумі зони провідності і дірки в максимумі валентної зони мають однакові імпульси; в той час як електрони в непрямому мінімумі мають інший імпульс. Для прямозонних напівпровідників, таких як TlInSe_2 , $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Si}_x\text{Se}_2$, $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Se}_2$ і $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$ ($x < 0,1$), імпульс при міжзонних переходах зберігається, тому ці переходи характеризуються високим ступенем ймовірності.

При цьому енергія фотонів приблизно дорівнює ширині забороненої зони напівпровідника. У прямозонних матеріалах процес випромінювальної рекомбінації є домінуючим. У той час для $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Si}_x\text{Se}_2$, $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Se}_2$ і $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}_2$ при $x \geq 0,1$, у яких заборонена зона непряма, ймовірність міжзонних переходів надзвичайно мала, оскільки в цьому випадку для збереження імпульсу при

переході необхідна участь фононів або інших факторів розсіювання. Тому для підсилення випромінювальних переходів у непрямозонних напівпровідниках спеціально створюють рекомбінаційні центри.

Як показано на рис. 1, кристалічні сполуки $Tl_{1-x}In_{1-x}Si_xSe_2$, $Tl_{1-x}In_{1-x}Ge_xSe_2$ ($x \leq 0,2$) і $Tl_{1-x}In_{1-x}Sn_xSe_2$ ($x \leq 0,25$) охоплюють широкий спектр від інфрачервоного до початку видимого спектра ($1,07 \div 0,72$ мкм). Прямий і непрямий переходи в забороненій зоні відбуваються приблизно при 1,40-1,45 eV ($SiSe_2$, $GeSe_2$ і $SnSe_2$ між 6-9 %), а ефективність для генерації довжин хвиль при непрямій забороненій зоні дуже мала.

Ефективні центри випромінювальної рекомбінації можуть бути створені шляхом введення спеціальних домішок [19]. Введені у напівпровідник атоми вуглецю, заміщують деякі атоми кремнію, германію чи олова у вузлах кристалічної решітки. Вуглець і кремній (чи германій, олово) мають однакову зовнішню електронну структуру (обидва елементи IV групи в таблиці Менделєєва), а структури їх внутрішніх оболонок суттєво відрізняються. Ця різниця призводить до виникнення поблизу зони провідності електронного рівня пастки. Створений таким чином рекомбінаційний центр називається *ізоелектронним центром*. Можливий і інший тип ізоелектронного центра для $SiSe_2$, $GeSe_2$ і $SnSe_2$. У нормальному стані ізоелектронні центри нейтральні. Інжектований електрон спочатку захоплюється на центр, а потім негативно заряджений центр захоплює дірку з валентної зони для формування зв'язаного екситону. Подальша анігіляція цієї електронно-діркової пари породжує фотон з енергією, яка приблизно дорівнює різниці між шириною забороненої зони і енергією зв'язку центра. Така система і такий процес показані на $E-k$ діаграмі (рис. 3а). Так як захоплений електрон сильно локалізований на центрі, його імпульс розсіюється. Таким чином забезпечується перетворення квазіімпульсу (не порушується закон

збереження імпульсу), внаслідок чого ймовірність прямого переходу суттєво зростає. У непрямозонних матеріалах описаний механізм випромінювальної рекомбінації є переважаючим.

На рис. 3б показана залежність квантової ефективності від вмісту сполуки $Tl_{1-x}In_{1-x}(Si, Ge, Sn)_xSe_2$ $\eta = f(x)$ з і без ізоелектронної домішки. Ефективність без домішки різко падає в діапазоні вмісту $0,06 < x < 0,09$ через близький прямий-непрямий E_g перехід. Ефективність з ізоелектронною домішкою значно більша при $x > 0,1$, але все ж продовжує зменшуватись зі збільшенням значення x , це відбувається через різницю в імпульсі між прямою і непрямую забороненими зонами (рис. 2).

Фотодетектори відіграють важливу роль в оптико-волоконних системах зв'язку ближнього ІЧ-діапазону ($0,8 \div 1,6$ мкм). Вони детектують оптичні сигнали, тобто перетворюють зміни оптичного випромінювання в електричні коливання. Фотодетектори повинні задовольняти жорсткі вимоги, такі як, висока чутливість для робочих довжин хвиль, висока швидкість фотовідгуку (швидкодія) і мінімальний шум.

Коли падаюче світло потрапляє на поверхню фотопровідника, носії генеруються внаслідок збудження або зона-зонних переходів (власне збудження), або переходів між енергетичними рівнями в забороненій зоні (домішкове збудження), що призводить до збільшення провідності $\sigma_i > \sigma_d$ (σ_d – темнова провідність). Провідність власного фотопровідника визначається $\sigma = q(\mu_n n + \mu_p p)$ і збільшується при освітленні, в основному, за рахунок збільшення кількості носіїв. Довгохвильова границя визначається $\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = \frac{1,24}{\Delta E(\text{eV})}$ мкм, де ΔE – ширина забороненої зони. Оскільки енергія фотона $h\nu > \Delta E$ теж може викликати збудження, то λ – це

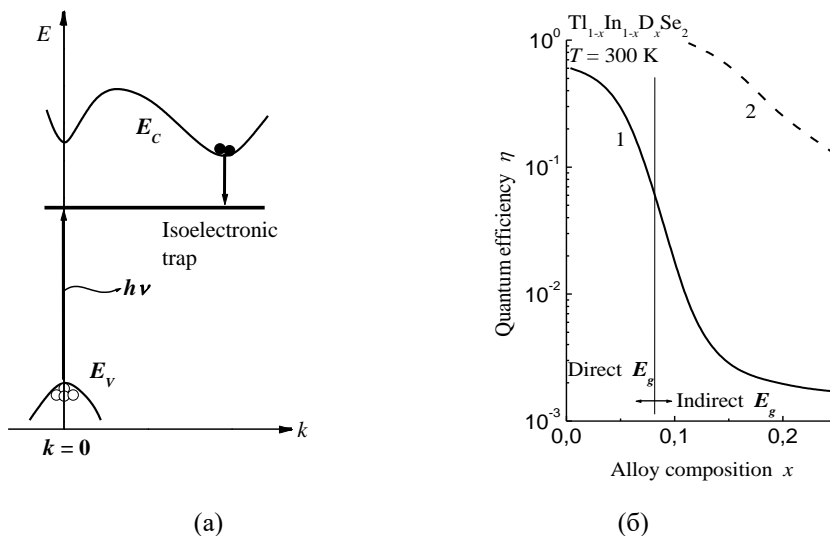


Рис. 3. (а) $E-k$ діаграма показує випромінювальну рекомбінацію через ізоелектронну пастку в непрямозонному матеріалі, (б) залежність квантової ефективності для $Tl_{1-x}In_{1-x}D^IV_xSe_2$ (D^IV – Si, Ge, Sn) від вмісту сполуки $\eta = f(x)$ при 1 – відсутності, 2 – наявності ізоелектронної домішки.

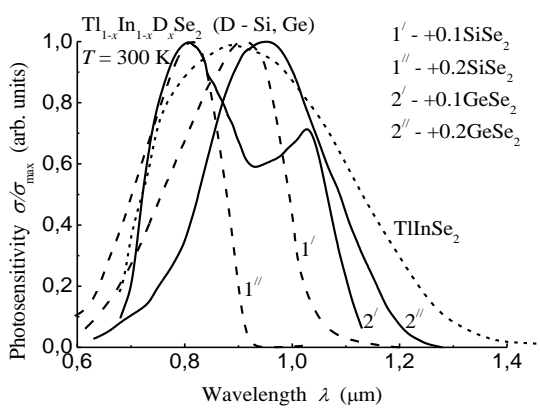
максимальна довжина хвилі для детектування. Падаюче випромінювання коротших довжин хвиль, поглинається напівпровідником і генеруються електронно-діркові пари. Для домішкового фотопровідника фотозбудження відбувається між краєм зони і домішковим енергетичним рівнем.

Кристали $Tl_{1-x}In_{1-x}D^{IV}_xSe_2$ ($D^{IV} - Si, Ge, Sn$) – фоточутливі матеріали [10-12 або 20] (на спектральному розподілі $\sigma/\sigma_{max} = f(\lambda)$ спостерігається зростання фотопровідності $\sigma_i > \sigma_d$). Але вони по різному реагують на світло при кімнатній температурі в діапазоні довжин хвиль $\lambda = 0,4 \div 1,4$ мкм (рис. 4).

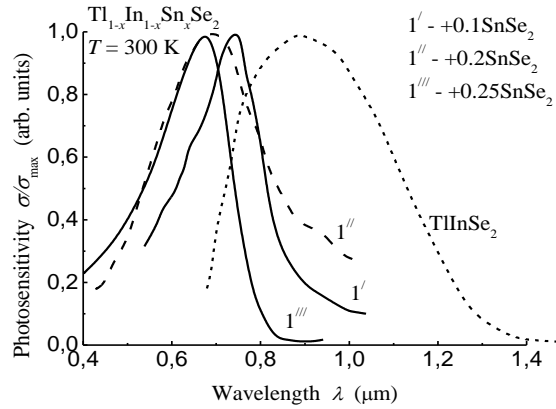
Для $TlInSe_2$ максимум фотопровідності знаходиться при $\lambda \approx 0,9$ мкм, а ширина забороненої зони становить 1,12 еВ [4]. При додаванні $D^{IV}_xSe_2$ ($D^{IV} - Si, Ge, Sn$) та зростанні їх молярного вмісту максимум фотопровідності зміщується у короткохвильову область. При температурі 300 К для $Tl_{1-x}In_{1-x}Si_xSe_2$ $\lambda \approx 0,91$ і 0,81 мкм (рис. 4а, криві 1' і 1''). Енергії даних переходів оцінювалися по довгохвильовому краю фотопровідності і виявилися

$\approx 1,26$ і 1,42 еВ. Таким переходам можуть відповідати непрямі переходи електронів із валентної зони в долини зони провідності (з випромінюванням фононів) (рис. 2а). Для $Tl_{1-x}In_{1-x}Ge_xSe_2$ $\lambda \approx 1,03$ і 0,95 мкм (рис. 4а, криві 2' і 2''), а відповідно $E \approx 1,15$ і 1,17 еВ. Для $Tl_{0,9}In_{0,9}Ge_{0,1}Se_2$ (рис. 4а, крива 2') спостерігається деяка фотопровідність при $\lambda \approx 0,8$ мкм, якій, очевидно, відповідають прямі фотопереходи електронів або переходи з більш глибоких валентних зон у долини С-зони (рис. 2б). При цьому оцінена енергія переходів $\approx 1,35$ еВ. Із збільшенням x у сполуках $Tl_{1-x}In_{1-x}Sn_xSe_2$ максимум фотопровідності змінює своє положення від $\lambda \approx 0,75$ мкм (при $x = 0,1$) до $\lambda \approx 0,66$ мкм (при $x = 0,25$) (рис. 4б). Енергії даних переходів виявилися $\approx 1,53, 1,59$ і 1,69 еВ.

При температурі 300 К максимуми фотопровідності для усіх сполук знаходяться в області фундаментальних переходів або близької до неї. Від молярного вмісту та типу додаючої компоненти змінюються довгохвильова границя фотопровідності $\lambda = f(x)$ (рис. 5а) і фоточутливість

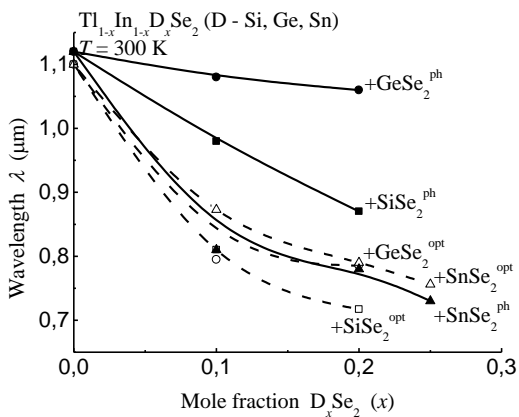


(а)

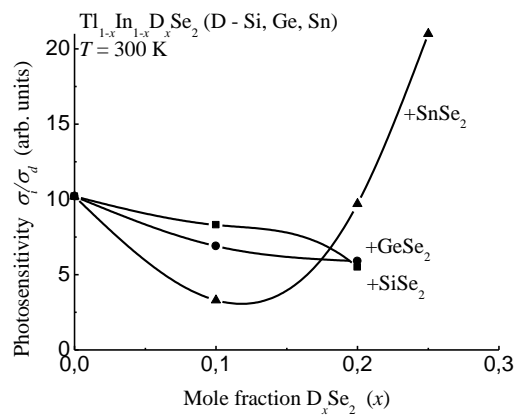


(б)

Рис. 4. Спектральний розподіл фотопровідності $\sigma/\sigma_{max} = f(\lambda)$ для (а) $Tl_{1-x}In_{1-x}D^{IV}_xSe_2$ ($D^{IV} - Si, Ge$), (б) $Tl_{1-x}In_{1-x}Sn_xSe_2$.



(а)



(б)

Рис. 5. Залежність від молярного вмісту $SiSe_2, GeSe_2$ і $SnSe_2$ для сполук $Tl_{1-x}In_{1-x}D^{IV}_xSe_2$ ($D^{IV} - Si, Ge, Sn$) при $T = 300$ К (а) довгохвильової границі фотопровідності $\lambda = f(x)$, (б) максимуму фоточутливості $\sigma_i/\sigma_d = f(x)$.

$\sigma_i/\sigma_d = f(x)$ (рис. 5б). Довгохвильова границя фотопровідності змінюється від $\lambda \approx 1,12$ мкм до $\lambda \approx 0,87$ мкм для SiSe_2 , $\lambda \approx 1,06$ мкм для GeSe_2 і $\lambda \approx 0,73$ мкм для SnSe_2 . Фоточутливість $\sigma_i/\sigma_d = f(x)$ кристалічних сполук $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_x\text{Si}_x\text{Se}_2$, $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_x\text{Ge}_x\text{Se}_2$ ($x \leq 0,2$) зменшується, а для $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_x\text{Sn}_x\text{Se}_2$ ($x \leq 0,25$) значно зростає.

Висновки

Напівпровідникові кристали твердих розчинів $\text{TlInSe}_2\text{-D}^{\text{IV}}\text{Se}_2$ ($\text{D}^{\text{IV}} - \text{Si, Ge, Sn, } x \leq 0,25$), ширина забороненої зони яких при кімнатній температурі $1,12 \div 1,69$ еВ, є перспективними в якості функціональних матеріалів сучасної оптоелектронної техніки, для застосування у фотоніці та фотовольтаїці. Зміна фізичних властивостей від молярного вмісту компонент x , пов'язаних з перебудовою зонної структури, значно розширює функціональні можливості кристалічних сполук $\text{TlInSe}_2\text{-D}^{\text{IV}}\text{Se}_2$ ($\text{D}^{\text{IV}} - \text{Si, Ge, Sn}$).

В статті встановлено при температурі $T = 300$ К основні фотонні параметри кристалів твердих розчинів $\text{TlInSe}_2\text{-D}^{\text{IV}}\text{Se}_2$ ($\text{D}^{\text{IV}} - \text{Si, Ge, Sn}$) від молярного вмісту SiSe_2 , GeSe_2 і SnSe_2 , в якості використання як функціональних матеріалів для оптоелектронних пристроїв. Тому маючи добре налагоджені технології одержання кристалічних сполук $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_x\text{D}^{\text{IV}}\text{Se}_2$ ($\text{D}^{\text{IV}} - \text{Si, Ge, Sn}$) можна одержувати багатофункціональні матеріали для оптоелектронних пристроїв. Зміною молярного вмісту компонент x можна прогнозувати змінювати механізми міжзонних переходів напівпровідників, що розширює практичне використання матеріалу для світло- чи фотопристроїв.

Данильчук С.П. – старший лаборант;
Замуруєва О.В. – к.ф.-м.н., доцент, старший науковий співробітник;
Сахнюк В.Є. – к.ф.-м.н., доцент, завідувач кафедри теоретичної та комп'ютерної фізики;
Федосов С.А. – професор, д.ф.-м.н.

- [1] I.V. Alekseev, *Izv. AN USSR. Inorg. Mater.* 28, 2404 (1992).
- [2] E. Kerimova, S. Mustafaeva, D. Guseinova, et al., *Phys. Status Solidi A*, 179(1), 199 (2000); [https://doi.org/10.1002/1521-396X\(200005\)179:1<199::AID-PSSA199>3.0.CO;2-W](https://doi.org/10.1002/1521-396X(200005)179:1<199::AID-PSSA199>3.0.CO;2-W).
- [3] A.E. Bakhyshov, M.F. Agaeva, A.M. Darvish, *Phys. Status Solidi B* 91(1), K31 (1979); <https://doi.org/10.1002/pssb.2220910152>.
- [4] M. Haniyas, A.N. Anagnostopoulos, K. Kambas, J. Spyridelis. *Physica B* 160(2), 154 (1989); [https://doi.org/10.1016/0921-4526\(89\)90050-1](https://doi.org/10.1016/0921-4526(89)90050-1).
- [5] H.Y. Fan, *Rep. Progr. Phys.* 19(1), 107 (1956); <https://doi.org/10.1088/0034-4885/19/1/304>.
- [6] O. Yildirim, Energy bands of TlSe and TlInSe₂ in tight binding model. 2005. PhD Thesis. Middle East Technical University.
- [7] G. Orudzhev, N. Mamedov, H. Uchiki, et al., *J. Phys. Chem. Solids* 64(9-10), 1703 (2003); [https://doi.org/10.1016/S0022-3697\(03\)00073-8](https://doi.org/10.1016/S0022-3697(03)00073-8).
- [8] I. Nuritdinov, S.K. Umarov, V.D. Rustamov, *J. Perspektivnye materialy* (1), 46 (2003); <http://j-pm.imet-db.ru/?archive&a=174#>.
- [9] M.Yu. Mozolyuk, L.V. Piskach, A.O. Fedorchuk, et al., *J. Alloys Compd.* 509(6), 2693 (2011); <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2010.11.112>.
- [10] G.L. Myronchuk, O.V. Zamurueva, O.V. Parasyuk, et al., *J. Mater. Sci.: Mater. Electron* 25(7), 3226 (2014); <https://doi.org/10.1007/s10854-014-2007-y>.
- [11] O.V. Zamurueva, G.L. Myronchuk, G. Lakshminarayana, et al., *Optical Mater.* 37, 614 (2014); <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2014.08.004>.
- [12] G.L. Myronchuk, G.E. Davydyuk, O.V. Parasyuk, et al., *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* 24(9), 3555 (2013); [DOI:10.1007/s10854-013-1285-0](https://doi.org/10.1007/s10854-013-1285-0).
- [13] J.I. Pankove, *Optical Processes in Semiconductors* (Mir, Moscow, 1973).
- [14] G.E. Davydyuk, O.Y. Khyzhun, A.H. Reshak, et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.* 15, 6965 (2013); <https://doi.org/10.1039/C3CP50836F>.
- [15] G.E. Davydyuk, M. Piasecki, O.V. Parasyuk, et al., *Opt. Mater.* 35(12), 2514 (2013); <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2013.07.012>.
- [16] J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu, *Phys. Status Solidi B* 15(2), 627 (1966); <https://doi.org/10.1002/pssb.19660150224>.
- [17] M. Piasecki, G.L. Myronchuk, O.V. Zamurueva, et al., Huge Operation by Energy Gap of Novel Narrow Band Gap $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_x\text{B}_x\text{Se}_2$ (B=Si, Ge): DFT, X-ray Emission and Photoconductivity Studies. *Mater. Res. Express*, 3(2), 025902 (2016); <https://doi.org/10.1088/2053-1591/3/2/025902>.
- [18] W.O. Groves, A.H. Herzog, M.G. Craford, *Appl. Phys. Lett.* 19(6), 184 (1971); <https://doi.org/10.1063/1.1653876>.

S.P. Danylchuk, O.V. Zamurueva, V.E. Sakhnyuk, S.A. Fedosov

Photonic Properties of Devices Based on Multicomponent Crystalline Compounds with Content (Si, Ge, Sn)

Lesya Ukrainka Volyn National University, Lutsk, Ukraine, zamurueva.o@gmail.com

The paper presents the results of optical and photoelectric measurements and their analysis for $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_x\text{D}^{\text{IV}}\text{Se}_2$ ($\text{D}^{\text{IV}} - \text{Si, Ge, Sn}$) crystalline compounds in the wavelength range $0.4 \div 1.4 \mu\text{m}$ at a temperature $T = 300 \text{ K}$. The work aims to investigate the influence of mole fraction $\text{D}^{\text{IV}}\text{Se}_2$ on the mechanisms of interband transitions and the basic photon parameters of crystals of $\text{TlInSe}_2\text{-D}^{\text{IV}}\text{Se}_2$ solid solutions. It was found that the change in the physical properties of the mole fraction of the components x associated with the rearrangement of the band structure significantly expands the functionality of the $\text{Tl}_{1-x}\text{In}_x(\text{Si, Ge, Sn})_x\text{Se}_2$ ($x \leq 0.25$) crystalline compounds as promising materials for optoelectronic devices.

Keywords: crystal, mole fraction, direct and indirect transition, energy gap, absorption coefficient, photosensitivity.