

ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНТНІ ВЛАСТИВОСТІ ШАРУВАТИХ ТВЕРДИХ РОЗЧИНІВ $Pb_{1-x}Cd_xI_2$

Ю.П. ГНАТЕНКО,¹ М.С. ФУР'ЄР,¹ П.М. БУКІВСЬКИЙ,¹
П.А. СКУБЕНКО,¹ Ю.П. ПИРЯТИНСЬКИЙ,¹ Р.В. ГАМЕРНИК²

¹Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 46, Київ 03028)

²Львівський національний університет ім. Івана Франка
(Вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів 79005)

УДК 538.958
© 2011

Проведено дослідження спектрів фотолюмінесценції, в тому числі із розділенням в часі, і фотодифузійного струму кристалів PbI_2 та твердих розчинів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$. Встановлено, що дані кристали мають монополярну (діркову) провідність. Показана можливість утворення в твердих розчинах кластерів PbI_2 різних розмірів. Встановлено, що величина розщеплення між Γ_3^- - та Γ_1^- -екситонними станами в таких кластерах становить 30 та 36 меВ для $x = 0,50$ та $x = 0,70$, відповідно. Виявлено, що для $x \geq 0,50$ має місце автолокалізація екситонів в кластерах PbI_2 .

Pb^{2+} , в той час як для CdI_2 вершина валентної зони визначається йодом, а дно зони провідності – іонами Cd^{2+} . В зв'язку з цим в $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ екситонні стани PbI_2 безпосередньо не трансформуються до екситонних станів CdI_2 .

У даній роботі проведено дослідження спектрів фотолюмінесценції (ФЛ), включаючи спектри із розділенням в часі, та фотодифузійного струму (ФДС) напівпровідникових твердих розчинів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$. Це дало можливість виявити наявні в таких кристалах структурні дефекти, встановити їх природу та енергетичний спектр, а також роль кластерів PbI_2 при утворенні таких напівпровідникових твердих розчинів.

1. Вступ

Кристали із шаруватою структурою, зокрема PbI_2 та HgI_2 , є перспективними матеріалами для розробки на їх основі детекторів радіаційного випромінювання [1–3]. Фізичні властивості кристалів PbI_2 є менш вивченими, ніж HgI_2 [2]. В той же час PbI_2 є більш перспективним матеріалом для розробки радіаційних детекторів завдяки їх більшій хімічній стабільності [4, 5]. Такі матеріали придатні як для розробки радіаційних детекторів, основаних на прямому перетворенні сигналу радіації в електричний сигнал, так і розробки радіаційних скінтіляторів. Використання твердих розчинів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ дозволяє розширити спектральну область випромінювання та покращити їх скінтіляторні характеристики.

Як відомо, дослідження оптичних та фотоелектричних властивостей напівпровідникових кристалів є важливими для отримання інформації щодо їх дефектної структури та особливостей утворення твердих розчинів на їх основі [6–8]. На відміну від напівпровідникових твердих розчинів на основі кристалів групи AB_2VI [9–11] для $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ має місце неізоелектронне заміщення компонент складу [12]. Для бінарних кристалів PbI_2 верхня валентна зона та нижня зона провідності, в основному, визначаються іонами

2. Експериментальні результати та їх обговорення

На рис. 1 наведено спектр ФЛ кристалів PbI_2 (а) та $Pb_{0,98}Cd_{0,02}I_2$ (b) при $T = 4,5$ К. Видно, що інтенсивна лінія в короткохвильовій області спектра для кристала PbI_2 розташована при енергії 2,492 еВ. Згідно з [13] дана лінія відповідає рекомбінації екситонів, локалізованих на нейтральних донорах, тобто є D^0X -лінією для кристалів PbI_2 4Н-модифікації. В довгохвильовій області спектра проявляються також дві інтенсивні смуги з енергією 2,435 еВ та 2,385 еВ. На довгохвильовому крилі першої із цих смуг видно структуру за участі ЛО-фононів з енергією 7,0–8,0 меВ. Наявність такої структури є характерною ознакою оптичних переходів, зумовлених рекомбінацією донорно-акцепторних пар. Спектр ФЛ кристалів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ для $x = 0,02$ наведено на рис. 1, b, де також проявляється D^0X -лінія з енергією 2,509 еВ. У даному випадку спостерігається її короткохвильовий зсув на величину 17 меВ, що пов'язано із утворенням твердого розчину заміщення $Pb_{1-x}Cd_xI_2$.

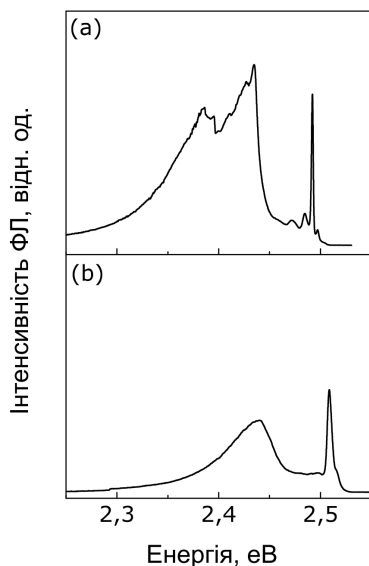


Рис. 1. Спектри ФЛ для кристалів PbI_2 (а) та $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ (б) для $x = 0,02$ при $T = 4, 5$ К

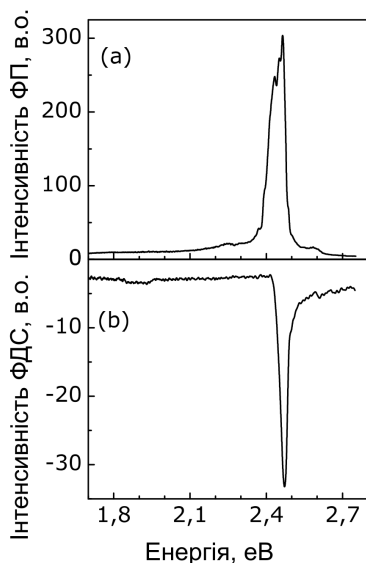


Рис. 2. Спектри ФП (а) та ФДС (б) для кристала PbI_2 при $T = 77$ К

Підтвердженням того, що випромінювання в інтервалі 2,43–2,44 еВ зумовлено рекомбінацією донорно-акцепторних пар є результати вимірювань спектрів фотопровідності (ФП) та ФДС для кристалів PbI_2 , які наведено на рис. 2. В спектрі ФП (а) видно інтенсивну лінію при енергії 2,465 еВ. Аналогічна смуга від'ємної полярності із енергією 2,470 еВ проявляється також в спектрі ФДС (б). Це свідчить про те, що така смуга зумовлена фотоіонізаційними переходами

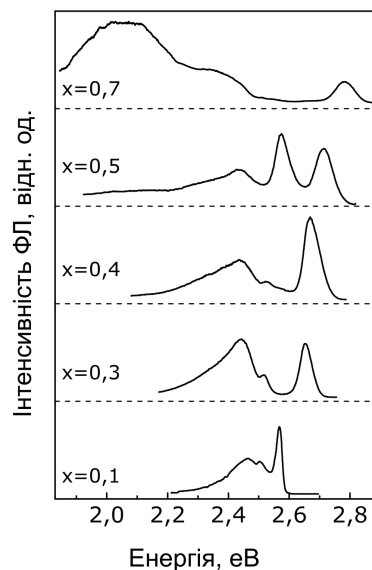
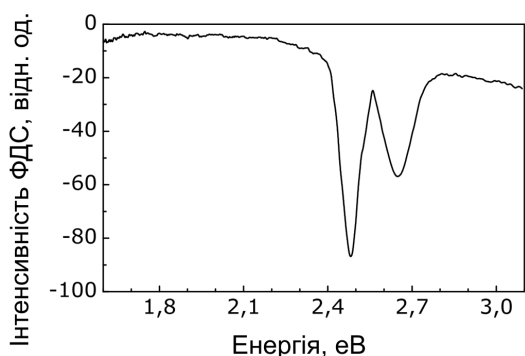


Рис. 3. Спектри ФЛ для твердих розчинів $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ ($x = 0,10-0,70$) при $T = 4, 5$ К

із валентної зони на відносно глибокий донорний рівень з енергією $E_c - 0,070$ еВ. Відсутність будь-яких смуг ФДС в інтервалі 2,38–2,43 еВ свідчить про відсутність фотоіонізаційних переходів [8, 9]. А це, в свою чергу, є підтвердженням того, що ФЛ в даній області спектра для кристалів PbI_2 та $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ ($x = 0,02$) зумовлена рекомбінацією донорно-акцепторних пар.

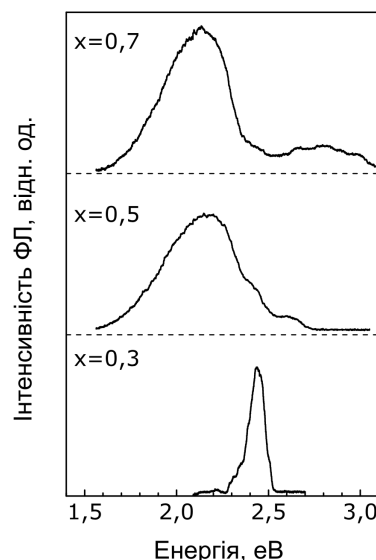
Спектри ФЛ кристалів $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ для різних значень компонент складу при $T = 4, 5$ К наведено на рис. 3, де короткохвильова смуга зумовлена випромінюванням локалізованих екситонів. Поява таких станів є характерною ознакою утворення напівпровідникових твердих розчинів. Для таких кристалів, аналогічно твердим розчинам на основі напівпровідників групи $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ [9–11, 14, 15], має місце неоднорідне впровадження компонент складу в кристалі, що приводить до появи флуктуацій потенціалу кристалічного поля. Це викликає локалізацію екситонних станів. Як видно, смуга з енергією 2,43 еВ спостерігається в спектрах ФЛ при значеннях $x \leq 0,50$. Це вказує на те, що в твердих розчинах $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ утворюються кластери або островкоподібні агрегати PbI_2 розмірами більшими, ніж борівський радіус екситону (R_B), тобто $> 19 \text{ \AA}$. Про можливість появи таких кластерів в $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ раніше повідомлялось в роботах [16–19], де, зокрема, було показано, що для таких твердих розчинів при $x \geq 0,50$ найбільш короткохвильова смуга ФЛ приписується оптичним переходам із збуджених станів іонів Pb^{2+} , тобто 3P_1 - та 3P_0 -станів. Останній стан є нижнім. Енергетичне розщеплення


 Рис. 4. Спектр ФДС для кристалів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ при $T = 77$ К

між цими станами, як впливає із рис. 3, для $x = 0,40$ становить 10 меВ і зростає із зменшенням розміру кластерів. Таким чином, при $x \geq 0,40$ екситонні стани в кластерах PbI_2 змінюються до молекулярно-подібних збуджених станів. Збільшення концентрації іонів Cd^{2+} приводить до зменшення розмірів цих кластерів і, відповідно, до високоенергетичного зсуву короткохвильової смуги ФЛ [17]. Таким чином, для твердих розчинів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ із значеннями $x = 0,50$ та $x = 0,70$ короткохвильові смуги ФЛ відповідають випромінюванню із збуджених станів, пов'язаних із наявністю кластерів PbI_2 . Короткохвильовий зсув смуги ФЛ для $x = 0,70$ порівняно із її енергетичним положенням для $x = 0,50$ (2,72 еВ та 2,78 еВ відповідно), очевидно, зумовлений зменшенням розміру таких кластерів. У твердих розчинах $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ можуть бути присутні кластери різних розмірів, а тому для відповідних смуг ФЛ має місце їх неоднорідне уширення. Необхідно відзначити, що для $x = 0,50$ спостерігається нова смуга ФЛ з енергією 2,57 еВ. Можна допустити, що наявність смуг ФЛ з енергіями 2,57 еВ та 2,72 еВ може бути зумовлено випромінюванням локалізованих екситонів та екситонів в кластерах відповідно. Отримані результати свідчать про те, що для твердих розчинів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ має місце утворення як великих ($> R_B$), так і малих ($< R_B$) кластерів PbI_2 .

На рис. 4 наведено спектр ФДС для $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ із величиною $x = 0,50$ при $T = 77$ К, де спостерігається дві смуги з енергіями 2,48 та 2,64 еВ. Перша смуга відповідає фотоіонізаційним переходам з валентної зони на донорний рівень $E_c - 0,070$ еВ для великих кластерів PbI_2 . Енергетичне положення іншої смуги практично збігається із короткохвильовою смугою ФЛ локалізованих екситонів.

У спектрі ФЛ, зображеного на рис. 5 для $x = 0,70$, спостерігається також широка смуга з енергією


 Рис. 5. Спектри ФЛ для твердих розчинів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ ($x = 0,30-0,70$) при $T = 300$ К

2,1 еВ, інтенсивність якої сильно зростає із зменшенням концентрації іонів Pb^{2+} . Залежність даної смуги від температури та енергії збудження вказує на те, що вона зумовлена самолокалізацією екситонів у малих кластерах PbI_2 , утворених у твердих розчинах $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ [17]. Необхідно відзначити, що смуга ФЛ з енергією 2,1 еВ також спостерігається для $x = 0,50$ при $T = 300$ К, де її інтенсивність є значною. Структура, що спостерігається на короткохвильовому крилі смуги ФЛ може бути зумовлена випромінюванням як локалізованих екситонів, так і в результаті фотопереходів із збуджених станів іонів Pb^{2+} в малих кластерах, а також рекомбінацією донорно-акцепторних пар у великих кластерах.

З метою отримання більш повної інформації щодо кластерів PbI_2 , що утворюються в твердих розчинах $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ в роботі також проведено дослідження спектрів ФЛ із розділенням у часі, використовуючи при цьому для збудження ФЛ імпульсний азотний лазер ($\lambda = 337$ нм).

На рис. 6 наведено спектр ФЛ кристалів PbI_2 , отриманий при $T = 4,5$ К для різних часів затримки реєстрації (τ_3) спектрів після їх збудження. Криві 1, 2 відповідають значенням $\tau_3 = 0,7$ нс та $\tau_3 = 10$ нс, крива 3 – стаціонарному збудженню. Видно, що в короткохвильовій області спектра проявляється відносно вузька лінія з енергією 2,492 еВ, що підтверджує 4Н-модифікацію досліджуваних кристалів PbI_2 . Енергетичне положення даної лінії дещо відрізняється для різних значень τ_3 . Так, для $\tau_3 = 0,7$ та

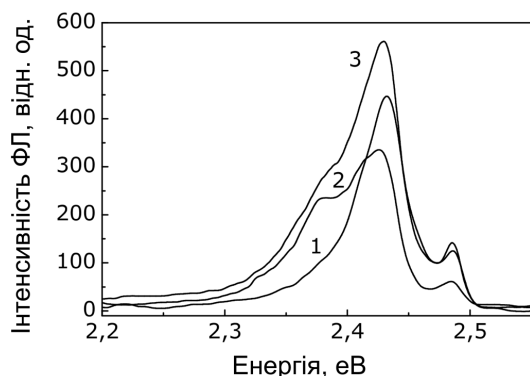


Рис. 6. Спектри ФЛ кристалів PbJ_2 при $T = 4,2$ К для різних часів затримки реєстрації (криві 1 та 2 для 0,7 нс та 10 нс відповідно) та при стаціонарному збудженні (крива 3)

$\tau_3 = 10$ нс це значення становить 2,494 еВ та 2,492 еВ відповідно. Як раніше було показано [13], дана лінія відповідає рекомбінації екситонів, зв'язаних на нейтральних донорах, тобто D^0X -лінії. Крім згаданої D^0X -лінії в довгохвильовій області спектра поблизу 2,43 еВ видно широку смугу ФЛ, що зумовлена рекомбінацією донорно-акцепторних пар. Для $\tau_3 = 10$ нс та при стаціонарному збудженні на її довгохвильовому крилі з'являється інша широка смуга з енергією 2,38 еВ, яка має аналогічну природу за участі більш глибокого акцепторного рівня. Перший акцепторний рівень відповідає часу рекомбінації носіїв заряду в пікосекундному діапазоні, в той час як більш глибокий акцепторний рівень – в наносекундному діапазоні.

На рис. 7,а наведено спектри ФЛ кристалів $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ ($x = 0,5$) для різних часів затримки реєстрації спектра при $T = 300$ К. Крива 1 відповідає значенню $\tau_3 = 0,7$ нс. Видно, що в короткохвильовій області спектра проявляється лінія при енергії 2,646 еВ. При збільшенні часу $\tau_3 = 10$ нс (крива 2) відбуваються суттєві зміни в структурі спектру ФЛ. Так, в короткохвильовій області спектра спостерігається лінія з енергією 2,605 еВ. У спектрі також проявляється широка смуга ФЛ при енергії 2,14 еВ, яка стає найбільш інтенсивною. У випадку стаціонарного збудження (крива 3) характерною особливістю спектра ФЛ є наявність інтенсивної широкої смуги з максимумом 2,14 еВ. Таким чином, для кристалів $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ ($x = 0,5$) характерним є прояв швидкої компоненти – вузьких ліній ФЛ в короткохвильовій, а також повільної компоненти – широкої смуги в довгохвильовій областях спектра. Спектр ФЛ для кристалів $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ ($x = 0,5$) при $T = 4,5$ К показано на рис. 7,б. У випадку найбільш короткого часу затримки ($\tau_3 = 0,7$ нс) в спектрі ФЛ (крива 1) проявляю-

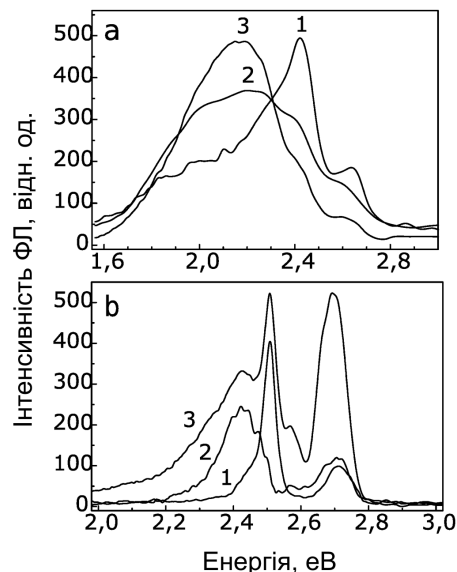


Рис. 7. Спектри ФЛ кристалів $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ ($x = 0,5$): а – при $T = 300$ К; б – при $T = 4,5$ К для різних часів затримки реєстрації (криві 1 та 2 для 0,7 нс та 10 нс відповідно) та при стаціонарному збудженні (крива 3)

ться дві лінії з енергіями 2,712 еВ та 2,513 еВ. При $\tau_c = 15$ нс короткохвильова лінія проявляє дублетну структуру при енергіях 2,712 еВ та 2,680 еВ.

Спектр ФЛ кристалів $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ ($x = 0,7$) при $T = 300$ К зображено на рис. 8,а, особливістю якого є наявність структурної широкої смуги в інтервалі 2,5–3,1 еВ, яка спостерігається як в наносекундному (крива 2), так і субнаносекундному (крива 1) діапазонах, а також при стаціонарному збудженні (крива 3). При значенні $\tau_c = 10$ нс в спектрі (крива 2) проявляється широка смуга, максимум якої відповідає енергії 2,14 еВ. При стаціонарному збудженні інтенсивність даної смуги значно зростає (крива 3). Спектр ФЛ кристалів $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{I}_2$ ($x = 0,7$) при $T = 4,5$ К для різних часів затримки реєстрації (криві 1 та 2 відповідають $\tau_3 = 0,7$ нс та $\tau_3 = 15$ нс) та при стаціонарному збудженні (крива 3) наведено на рис. 8,б. Видно, що при $\tau_3 = 0,7$ нс спектр ФЛ (крива 1) вміщує дві лінії при енергіях 2,814 еВ та 2,447 еВ, перша з яких має структуру у вигляді перегинів при енергіях 2,686 еВ та 2,966 еВ. При збільшенні часу τ_3 до 15 нс в спектрі ФЛ (крива 2), практично, проявляється одна лінія при енергії 2,418 еВ, тобто порівняно з попереднім спектром (крива 1) має місце довгохвильове зміщення на величину 29 меВ. В короткохвильовій області спектра 2,6–3,1 еВ проявляється свідчення слабкої інтенсивності. Суттєві зміни в спектрі ФЛ мають місце при стаціонарному збудженні (крива 3), де визна-

чальною стає широка смуга з енергією 2,05 еВ. Крім того, видно іншу лінію при енергії 2,778 еВ, тобто дана лінія зміщена в низькоенергетичну область по відношенню до лінії з енергією 2,814 еВ, характерної для $\tau_c = 0,7$ нс (крива 1).

Отримані в даній роботі результати досліджень кристалів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ та проведений їх аналіз свідчать про те, що в короткохвильовій області спектра ФЛ проявляються лінії із досить коротким часом рекомбінації, а саме в нано- та субнаносекундному діапазонах. Особливістю твердих розчинів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ є також можливість утворення в них малих кластерів PbI_2 різних розмірів, диспергованих в матрицю [17, 19] при значеннях $x \geq 0,5$. Енергія збудження екситонів і, відповідно, екситонних ліній випромінювання, буде збільшуватись зі зменшенням розміру нанокластерів PbI_2 . Виходячи з цього слід вважати, що широка структурна смуга ФЛ (рис. 8,а) в області 2,6–3,1 еВ для $x = 0,70$, очевидно, зумовлена випромінюванням за участі нанокластерів різного розміру. Наявність такої широкої смуги ФЛ зумовлено її неоднорідним уширенням. При пониженні температури до 4,2 К для даних кристалів в згаданій області спектра проявляється швидка компонента з енергією 2,814 еВ, а також повільна компонента з енергією 2,778 еВ (рис. 8,б, крива 3). Наявність цих двох компонент може бути пов'язана із оптичними переходами за участі екситонних станів Γ_3^- - та Γ_1^- -симетрії, що походять від 3P_1 - та 3P_0 -станів вільного іона Pb^{2+} . Повільна та швидка компоненти ФЛ пов'язані із 3P_1 - та 3P_0 -станами відповідно. Необхідно зазначити, що енергетична відстань між цими станами для індивідуальних іонів Pb^{2+} становить 75 меВ. При $x = 0$, тобто для кристалів PbI_2 , величина розщеплення між Γ_3^- - та Γ_1^- -станами становить 2 меВ [19], що добре узгоджується із величиною такого розщеплення, отриманого нами для D^0X -екситонів. Для нанокластерів PbI_2 величина розщеплення між 3P_1 - та 3P_0 -станами буде меншою, ніж для індивідуальних іонів. Ця величина буде зменшуватись по мірі збільшення розмірів кластерів. Наведені вище результати для $x = 0,70$ та $x = 0,50$ показують, що величина такого розщеплення становить 36 меВ та 30 меВ відповідно.

Природа широкої смуги ФЛ в області 2,0 еВ може бути пов'язана як з рекомбінацією донорно-акцепторних пар за участі глибокого акцепторного рівня ($E_V + 0,42$ еВ), так і з можливою автолокалізацією екситонів [20], зумовленою наявністю кластерів PbI_2 [17, 19]. На користь останнього припу-

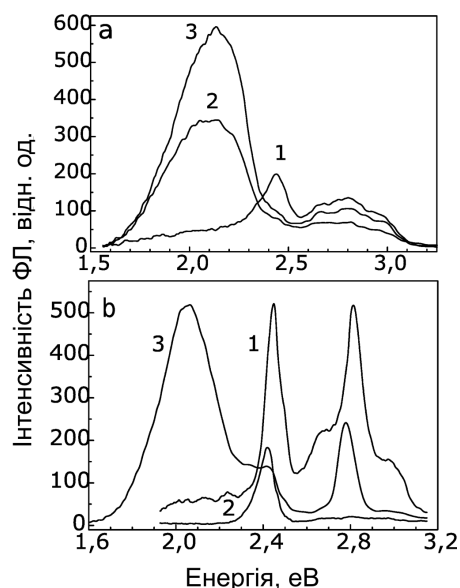


Рис. 8. Спектри ФЛ кристалів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ ($x = 0,7$): а – при $T = 300$ К; б – при $T = 4,5$ К для різних часів затримки реєстрації (криві 1 та 2 для 0,7 нс та 15 нс відповідно) та при стаціонарному збудженні (крива 3)

щення є те, що для кристалів $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ із великим вмістом Pb ($> 0,5$) дана смуга в спектрі ФЛ практично не проявляється. Крім того, поява даної смуги супроводжується сильним зменшенням інтенсивності екситонного випромінювання в короткохвильовій області спектра, яка відповідає оптичним переходам за участі екситонних станів Γ_3^- - та Γ_1^- -симетрії. Необхідно відзначити, що на можливість утворення кластерів PbI_2 в твердих розчинах $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ та PbI_2 - BiI_3 вказують також результати, отримані нами під час дослідження їх спектрів ядерного квадрупольного резонансу [19, 21]. Таким чином, отримані результати свідчать про те, що досліджувані в роботі тверді розчини $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ можуть розглядатись як перспективні швидкодіючі матеріали для розробки на їхній основі детекторів радіаційного випромінювання і, зокрема, радіаційних скінтіляторів, що працюють при кімнатній температурі.

1. E.D. Bourret-Courchesne, S.E. Derenzo, and M.J. Weber, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **579**, 1 (2007).
2. P.J. Sellin, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **563**, 1 (2006).
3. K.S. Shah, R.A. Street, Y. Dmitrijev, P. Bennett, L. Cigrignano, M. Klugerman, M.R. Squillante, and G. Entine, Nucl. Instrum. Method Phys. Res. A **458**, 140 (2001).

4. T. Cummings, C. Marin, A.G. Ostrogorsky, A. Burger, and M. Bliss, *J. Cryst. Growth* **297**, 334 (2006).
5. E.R. Manoel, M.C.C. Custódio, F.E.G. Guimarães, R.F. Bianchi, and A.C. Hernandez, *Mater. Res.* **2**, 75 (1999).
6. Yu.P. Gnatenko, M.S. Brodyn, I.O. Faryna, P.M. Bukivskij, O.A. Shigiltchoff, M.S. Fur'yer, R.V. Gamernyk, N. Kukhtarev, and T. Kukhtareva, *Phys. Stat. Sol. (a)* **204**, 2431 (2007).
7. Yu.P. Gnatenko, Yu.P. Piryatinski, P.M. Bukivskij, D.D. Kolendryckij, O.A. Shigiltchoff, and R.V. Gamernyk, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 9603 (2006).
8. R.V. Gamernyk, Yu.P. Gnatenko, P.M. Bukivskij, P.A. Skubenko, and V.Yu. Slivka, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 5323 (2006).
9. Yu.P. Gnatenko, R.V. Gamernyk, I.A. Farina, and P.I. Babij, *Phys. Solid States* **40**, 1107 (1998).
10. Yu.P. Gnatenko, Yu.P. Piryatinski, R.V. Gamernyk, I.O. Faryna, P.M. Bukivskij, S.Yu. Paranchych, and L.D. Paranchych, *Proc. of SPIE* **5209**, 156 (2003).
11. Yu.P. Gnatenko, P.M. Bukivskij, Yu.P. Piryatinski, I.O. Faryna, O.A. Shigiltchoff, and R.V. Gamernyk, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 112109-1 (2009).
12. A. Ishibashi, W. Watabane, and T. Hayashi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **62**, 1767 (1993).
13. M. Watanabe, A. Ishibashi, and T. Hayashi, *J. Lumin.* **48-49**, 87 (1991).
14. Yu.P. Gnatenko, I.O. Faryna, P.M. Bukivskij, O.A. Shigiltchoff, R.V. Gamernyk, and S.Yu. Paranchych, *Semicond. Sci. Technol.* **20**, 378 (2005).
15. Yu.P. Gnatenko, I.O. Faryna, P.M. Bukivskij, O.A. Shigiltchoff, R.V. Gamernyk, S.Yu. Paranchych, and L.D. Paranchych, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 7027 (2002).
16. T. Ohata, P. Gu, and T. Hayashi, *J. Phys. Jpn.* **66**, 864(1997).
17. P. Gu, M. Watanabe, and T. Hayashi, *J. Phys. Jpn.* **64**, 4450 (1995).
18. P. Gu and T. Hayashi, *J. Phys. Jpn.* **66**, 868 (1997).
19. M.S. Fur'yer, P.A. Skubenko, P.M. Bukivskij, L.M. Tarakhan, E.D. Chesnokov, I.G. Vertegel, A.I. Ovcharenko, L.S. Ivanova, R.V. Gamernyk, and Yu.P. Gnatenko, *J. Appl. Phys.* **108**, 103711-1 (2010).
20. М.С. Бродин, И.В. Блонский, А.С. Крочук, Т.Л. Стецишин, *ФТТ* **32**, 627 (1990).
21. A.I. Barabash, I.G. Vertegel, E.D. Chesnokov, A.I. Ovcharenko, Yu.P. Gnatenko, *Ukr. J. Phys.* **56**, 158 (2011).

Одержано 07.06.11

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Pb_{1-x}Cd_xI_2$

Ю.П. Гнатенко, М.С. Фурер, П.М. Буківський, П.А. Скубенко, Ю.П. Пирятинський, Р.В. Гамерныйк

Резюме

Проведены исследования спектров фотолюминесценции, в том числе с разрешением во времени, и фотодиффузионного тока кристаллов PbI_2 и твердых растворов $Pb_{1-x}Cd_xI_2$. Найдено, что данные кристаллы имеют монополярную (дырочную) фотопроводимость. Показана возможность образования в твердых растворах кластеров PbI_2 разных размеров. Установлено, что величина расщепления между Γ_3^- и Γ_1^- -экситонными состояниями в кластерах PbI_2 составляет 30 и 36 мэВ для $x = 0,50$ и $x = 0,70$, соответственно. Найдено, что для $x \geq 0,50$ имеет место автолокализация экситонов в кластерах PbI_2 .

PHOTOLUMINESCENCE PROPERTIES OF LAYERED $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ SOLID SOLUTIONSYu.P. Gnatenko¹, M.S. Fur'yer¹, P.M. Bukivskij¹, P.A. Skubenko¹, Yu.P. Piryatinski¹, R.V. Gamernyk²¹Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine (46, Prosp. Nauky, Kyiv 03028, Ukraine),²Ivan Franko National University of L'viv (8, Kyrylo i Mefodiy Str., Lviv 79005, Ukraine)

Summary

We have studied the photoluminescence spectra, including the time-resolved ones, and the photodiffusion spectra of PbI_2 crystals and $Pb_{1-x}Cd_xI_2$ solid solutions. It is established that these crystals have monopolar (hole) photoconductivity. The possibility of the formation of PbI_2 clusters with various sizes in solid solutions is shown. It is found that the value of splitting between Γ_3^- and Γ_1^- -exciton states in such clusters is 30 and 36 meV for $x = 0.50$ and $x = 0.70$, respectively. We have revealed that, for $x = 0.50$, the self-trapping excitons in PbI_2 clusters happens.