

ФУНДАМЕНТАЛЬНІ НАУКИ

УДК 548.76+621.315

Д.М.СТЕПАНЧИКОВ

Херсонський національний технічний університет

МОЖЛИВІСТЬ ГЕНЕРАЦІЇ КОГЕРЕНТНИХ СТАНІВ ЕКСИТОНІВ В ТВЕРДИХ РОЗЧИНАХ $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$

Розглянуто процес екситон-домішкової анігіляції в твердих розчинах $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$. Цей процес вигідний для отримання стимульованого випромінювання. Доведено, що значна енергія зв'язку екситону та наявність дефектних рівнів поблизу валентної зони дають сприятливі умови для отримання когерентних станів екситонів та реалізації ефекту чотирирівневої оптичної генерації. Проаналізовано необхідні і достатні умови когерентного збудження екситонів в твердих розчинах $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$. Показано, що енергія зв'язку нелокалізованих екситонів та екситон-домішкових комплексів зростає при переході від Cd_3P_2 до Zn_3P_2 і може перевищувати середню теплову енергію при кімнатних температурах. Це дозволяє очікувати високотемпературного прояву вільних екситонів та екситон-домішкових комплексів в оптичних спектрах $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$. Розраховані температура та частотні характеристики екситон-домішкової анігіляції. Проведено порівняльний аналіз отриманих теоретичних результатів з експериментальними даними.

Ключові слова: когерентні стани, чотирирівнева оптична генерація, екситон, екситон-домішкові комплекси, фосфід кадмію, фосфід цинку, тетрагональні напівпровідники.

Д.М.СТЕПАНЧИКОВ

Херсонский национальный технический университет

ВОЗМОЖНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ ЭКСИТОНОВ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$

Рассмотрен процесс экситон-примесной аннигиляции в твердых растворах $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$. Этот процесс выгоден для получения стимулированного излучения. Доказано, что значительная энергия связи экситона и наличие дефектных уровней вблизи валентной зоны создают благоприятные условия для получения когерентных состояний экситонов и реализации эффекта четырехуровневой оптической генерации. Необходимые и достаточные условия когерентного возбуждения экситонов в твердых растворах $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$ проанализированы. Показано, что энергия связи нелокализированных экситонов и экситон-примесных комплексов возрастает при переходе от Cd_3P_2 к Zn_3P_2 и может превышать тепловую энергию при комнатных температурах. Это позволяет ожидать высокотемпературного проявления свободных экситонов и экситон-примесных комплексов в оптических спектрах $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$. Температура и частотные характеристики экситон-примесной аннигиляции рассчитаны. Проведен сравнительный анализ полученных теоретических результатов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: когерентные состояния, четырехуровневая оптическая генерация, экситон, экситон-примесные комплексы, фосфид кадмия и цинка, тетрагональные полупроводники.

D.M. STEPANCHIKOV

Kherson National Technical University

POSSIBILITY OF COHERENT EXCITON LASING IN $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$ SOLID SOLUTIONS

The exciton-impurity annihilation in $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$ solid solutions is viewed. This process is favorable to induced radiation embodying. The admissibility of deriving of coherent exciton states and embodying of four-level optical generation are proved. The necessary and sufficient conditions of coherent exciton lasing in $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$ solid solutions are analyzed. It is showed that the binding energy of nonlocalized excitons and exciton-impurity complexes increases from Cd_3P_2 to Zn_3P_2 and can exceeds thermal energy at room temperatures. This fact allows expecting the high-temperature developing process of free excitons and exciton-impurity complexes in optical spectrums of $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$ solid solutions. Temperature and frequency characteristics of exciton-impurity annihilation are calculated. The comparative analysis of the gained theoretical results with known experimental data is represented and discussed.

Key words: coherent states, four-level optical generation, exciton, exciton-impurity complexes, zinc phosphide, cadmium phosphide, tetragonal semiconductors.

Постановка проблеми

Бінарні тетрагональні напівпровідники $A_3^{II}B_2^V$ (Cd_3As_2 , Zn_3As_2 , Cd_3P_2 , Zn_3P_2) і тверді розчини на їх основі ($Zn_xCd_{3-x}As_2$, $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$) мають велике наукове і технологічне значення. Ці сполуки характеризуються широким спектром властивостей, відрізняються відносною дешевизною компонентів та процесів виготовлення якісних зразків.

Матеріали класу $A_3^{II}B_2^V$ проявляють нестандартний поліморфізм, пов'язаний із наявністю стехіометричних вакансій: чверть катіонних вузлів є вакантними. Кристалічна симетрія змінюється в залежності від упорядкування вакансій від кубічної до тетрагональної. Наявність численних вакансій у кристалічній структурі напівпровідників $A_3^{II}B_2^V$ буде приводити до взаємодії між елементарними збудженнями кристалу і вакансіями. Можливим є процес локалізації екситонів на вакансіях, а також переходи між енергетичними рівнями екситонів і вакансій, що у свою чергу може нести прикладні прояви, наприклад, у оптичній генерації.

Екситонні ефекти, розмірні явища, шаруватість кристалічної структури в тетрагональних напівпровідниках $A_3^{II}B_2^V$ є майже зовсім недослідженими. А втім, шарувата структура та можлива гранична анізотропія дозволяють очікувати квазідвовимірному спектру екситонів навіть в об'ємних кристалах, що приведе до високотемпературного прояву екситонів в оптичних спектрах. Цей факт дає можливість по-новому інтерпретувати низку відомих експериментальних даних та передбачити нові прикладні застосування напівпровідників $A_3^{II}B_2^V$.

Аналіз останніх досліджень і публікацій

Актуальність теми дослідження впливає як з перспективності практичних застосувань тетрагональних напівпровідників $A_3^{II}B_2^V$, так і з суто наукових міркувань, оскільки ці сполуки все ще є недостатньо дослідженими незважаючи на те, що їм, як об'єкту досліджень були присвячені декілька монографій [1-3] та оглядових статей [4-11].

Існує також проблема адекватного модельного опису зонної структури таких кристалів з урахуванням анізотропії та тетрагональної симетрії. Модель Кейна, яка найчастіше використовувалася для інтерпретації експериментальних даних, є ізотропною і коректно описує тільки кубічні модифікації. Моделі Кілдал та Боднара, які повстали на основі класичної моделі Кейна, враховують симетрію та анізотропію одновісних кристалів, але нездатні описувати тетрагональні модифікації упорядкованих кристалів групи $A_3^{II}B_2^V$. Тому вони вимагали певної модифікації та спеціальної адаптації для досліджуваного класу напівпровідників, що призвело до появи узагальненої моделі Кілдал-Боднара [9-11], яка дозволяє описувати як одновісні кристали з центром симетрії, так і ті, що його не мають. На сьогодні подальший розвиток цієї моделі зонної структури є необхідним і дозволяє прогнозувати і теоретично вивчати нові властивості тетрагональних напівпровідників $A_3^{II}B_2^V$.

Формулювання мети дослідження

Головна мета представленого дослідження полягає у доведенні принципової можливості високотемпературного прояву екситонів в оптичних спектрах тетрагональних напівпровідників $A_3^{II}B_2^V$. В рамках цієї мети необхідно показати, що значна енергія зв'язку екситону і наявність дефектних рівнів поблизу вершини валентної зони дає принципову можливість отримання когерентних станів екситонів і реалізації ефекту оптичної генерації за чотирирівневою схемою. Також завданням дослідження є оцінка адекватності і потенціалу запропонованого теоретичного підходу до вивчення напівпровідників $A_3^{II}B_2^V$ шляхом порівняння експериментальних та розрахункових даних.

Викладення основного матеріалу дослідження

Когерентний стан електромагнітного поля у квантовому генераторі народжується за рахунок індукованих переходів при виконанні умови самозбудження. Утворення аналогічних умов є необхідним для отримання когерентного стану будь-яких бозе-частинок. Цікавим з прикладної точки зору є отримання когерентних екситонних станів за рахунок прямої рекомбінації електрона із зони провідності і дірки з валентної зони.

Як відомо, при звичайній (безфоновій, бездомішквій) анігіляції екситону відбувається випромінювальний перехід з екситонного рівня у основний стан кристалу. Оскільки екситони у розглянутому процесі збуджуються через валентну зону і зону провідності, таке збудження і випромінювання екситону відбувається за трирівневою схемою. Однак, одночасно з випромінювальними переходами в кристалі відбуваються зворотні переходи з основного стану на екситонний рівень, які супроводжуються поглинанням світла. Таке поглинання є дуже інтенсивним і тому перешкоджає здійсненню оптичної генерації. Щоб процес випромінювання переважав над поглинанням, необхідно досягти інверсної заселеності основного стану кристалу і екситонного рівня. Для цього необхідно збудити більше половини максимально можливого числа екситонів в кристалі (концентрація $\sim 10^{22}$ см⁻³). Такі великі концентрації екситонів не можливо досягти, і експериментально оптична генерація на описаних екситонних переходах не спостерігається.

На відміну від звичайної анігіляції, процес екситон-домішкової випромінювальної анігіляції є досить вигідним для отримання стимульованого випромінювання. Такому процесу відповідає перехід з екситонного рівня на домішковий чи коливальний підрівень E_A (рис.1). Повний процес збудження і випромінювання відбувається за чотирирівневою схемою. Для твердого розчину $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ енергія $E_A \gg k_B T$ при кімнатних температурах і при низьких температурах рівень E_A є майже незаселений. Таким чином, для розглянутого екситон-домішкового переходу існує можливість автоматичної інверсії заселеностей верхнього і нижнього рівнів. Процес поглинання, обернений випромінюванню, є малоімовірним, що дає сприятливі умови для підсилення і генерації світла.

Умову інверсії можна записати наступним чином [12]

$$W n_e n_h - W' (1 - n_e) (1 - n_h) > 0, \tag{1}$$

де W, W' – кінетичні коефіцієнти реакції рекомбінації носіїв у екситон і зворотної реакції. Якщо кожен тип вільних носіїв має квазірівноважний розподіл у своїй зоні і знаходиться у температурній рівновазі з решіткою, то

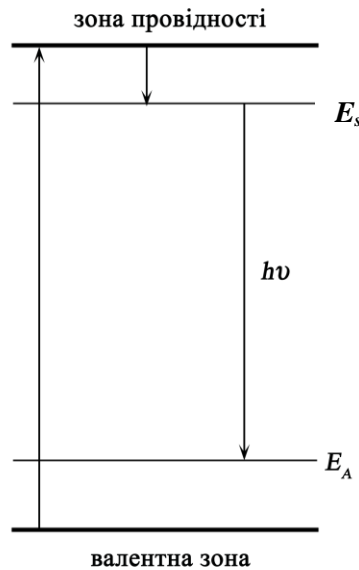


Рис. 1. Енергетична схема виникнення екситон-домішкового стимульованого випромінювання

$$n_e = [\exp(E_e - \varepsilon_F^e) + 1]^{-1}; n_h = [\exp(E_h - \varepsilon_F^h) + 1]^{-1}, \tag{2}$$

де $\varepsilon_F^e, \varepsilon_F^h$ – хімічні потенціали носіїв у зоні провідності і у валентній зоні, відповідно. Кінетичні коефіцієнти прямого і зворотного процесів пов'язані між собою співвідношенням

$$\frac{W}{W'} = \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right), \tag{3}$$

де $\Delta E = E_e + E_h - (E_g - E_s + E_p + E_A)$ – різниця енергій початкового і кінцевого станів, E_p – кінетична енергія екситона. З урахуванням (2, 3) умова (1) переписується у вигляді

$$\varepsilon_F^e + \varepsilon_F^h > E_g - E_s + E_p + E_A, \tag{4}$$

Умова інверсії (4) виконується, якщо стани електронів і дірок статистично вироджені: у цьому випадку їх хімічні потенціали заходять у відповідні зони. Але вироджений стан не сприяє утворенню екситонів внаслідок дебаївського екранування. Умова існування екситонів потребує виконання нерівності

$$r_D(n, T) > a_B, \tag{5}$$

де r_D – дебаївський радіус екранування, n – концентрація електронів, a_B – борівський радіус екситона.

У загальному вигляді співвідношення (5) не вдається записати у аналітичній формі, а його дослідження навіть чисельно являє собою досить громіздку задачу, оскільки концентрація носіїв є двопараметричною функцією. Щоб обійти цю складність, розглянемо окремий випадок. Припустимо, що у зразку підтримується концентрація носіїв, якій відповідає $\varepsilon_F^e = E_g$. У такому випадку стан носіїв можна вважати статистично не виродженим і для обчислення радіусу дебаївського екранування

скористатися відомою формулою

$$r_D(n, T) = \left(\frac{k_B T}{4\pi} \frac{\varepsilon}{e^2} \frac{1}{n} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

де ε – діелектрична проникність зразка. При заданому хімічному потенціалі концентрація носіїв визначається співвідношенням

$$n(T) = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{p dp}{\exp\left(\frac{p^2}{2m_e k_B T}\right) + 1} = n_0 \int_0^\infty \frac{\sqrt{x} dx}{e^x + 1} \left(\frac{k_B T}{E_s} \right)^{3/2}, \quad (7)$$

де

$$n_0 = \frac{4\sqrt{2}\pi(m_e E_s)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3}; \quad \int_0^\infty \frac{\sqrt{x} dx}{e^x + 1} = 0,678$$

Оскільки $a_B = \varepsilon\hbar^2 / (e^2 \mu_{cv})$ (μ_{cv} – приведена маса екситона [10,11]), то з рівнянь (5-7) слідує обмеження на температуру [12]:

$$\frac{k_B T_{cp}}{E_s} < 5,4 \frac{\mu_{cv}^3}{m_e^3} \quad (8)$$

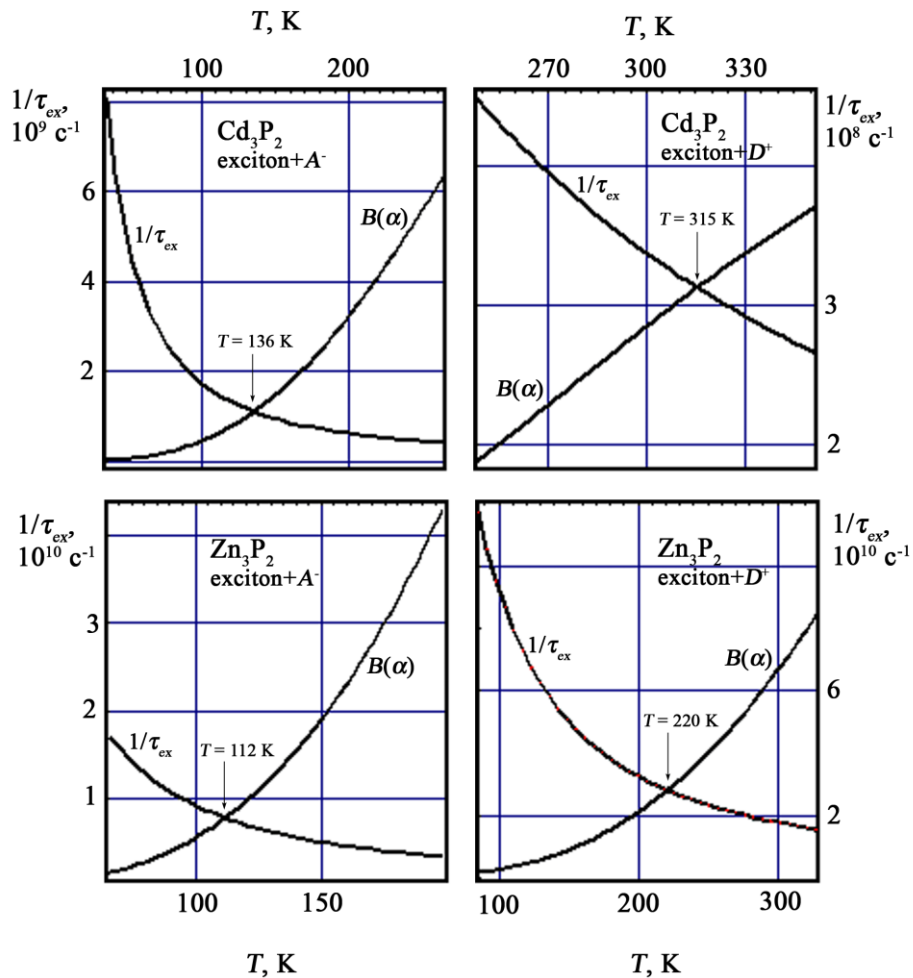


Рис.2. Різниця швидкостей індукованої рекомбінації і анігіляції екситонів $B(\alpha)$ і швидкість розпаду когерентного стану екситону по інших каналах $1/\tau_{ex}$ для Cd_3P_2 і Zn_3P_2

Умова інверсії (8) є лише необхідною. Достатня умова когерентного збудження екситонів полягає у тому, що різниця швидкостей індукованої рекомбінації носіїв у екситони і зворотного процесу є більшою за швидкість розпаду когерентного стану екситонів по інших каналах:

$$\sum (W n_e n_h - W'(1 - n_e)(1 - n_h)) > \frac{N_p}{\tau_{ex}}, \quad (9)$$

де N_p – концентрація екситонів, τ_{ex} – час життя екситона. Швидкість індукованого народження екситонів, згідно правил квантової механіки, можна виразити через переріз спонтанної рекомбінації носіїв у екситон:

$$\sum W n_e n_h = \sigma n^2 \frac{S_p}{\rho} N_p, \quad (10)$$

де

$$S_p = \left(\frac{m_h}{m_e}\right)^{3/2} \left\langle \frac{u}{\pi (E_e + E_h + E_s - E_A)^2 + \Gamma^2} \right\rangle \quad (11)$$

– усереднений за розподілом електронів і дірок формфактор індукованих переходів, $\Gamma = 8,18 \div 12,94$ меВ – ширина резонансу для Cd_3P_2 і Zn_3P_2 відповідно [14,15], u – відносна швидкість електрона і дірки,

$$\rho = 4\pi\sqrt{2} \left(\frac{\sqrt{\mu_{cv}}}{2\pi\hbar}\right)^3 \left\langle \sqrt{E_e + E_h + E_s - E_A} \right\rangle, \quad (12)$$

– усереднена за розподілом електронів і дірок густина енергетичних станів екситонів, що спонтанно утворюються в одиниці об'єму напівпровідника.

Тепер співвідношення (9) можна записати у вигляді

$$\sigma n^2 \frac{S_p}{\rho} \left[1 - \exp\left(-\frac{\varepsilon_F^e + \varepsilon_F^h - E_p}{k_B T}\right) \right] > \frac{1}{\tau_{ex}} \quad (13)$$

Отже, умова генерації когерентного стану екситонів виконується тим краще, чим нижчою є температура і меншою кінетична енергія екситона. Для прямозонних напівпровідників кінетичною енергією екситона можна знехтувати. Для $\varepsilon_F^e = E_g$ хімічний потенціал дірок задовільно описується співвідношенням

$$\frac{\varepsilon_F^h}{k_B T} = \ln\left(\frac{m_e}{m_h}\right)^{3/2} \quad (14)$$

Підстановкою (7, 11, 12) у нерівність (13) отримаємо [12]

$$B(\alpha) = \sigma n_0 \sqrt{\frac{2E_s}{m_e}} \left(\frac{m_h}{\mu_{cv}}\right)^{3/2} \left\{ \frac{S(\alpha)}{\rho(\alpha)} \frac{1}{\alpha} \left[1 - \left(\frac{m_h}{m_e}\right)^{3/2} e^{-\alpha} \right] \right\} > \frac{1}{\tau_{ex}} \quad (15)$$

де

$$S(\alpha) = \int_0^\infty \frac{x\sqrt{y} dx dy}{[(x+y+\alpha)^2 + \beta^2 \alpha^2] (e^x + 1) [(m_h/m_e)^{3/2} e^y + 1]};$$

$$\rho(\alpha) = \int_0^\infty \frac{\sqrt{(x+y+\alpha)} x y dx dy}{(e^x + 1) [(m_h/m_e)^{3/2} e^y + 1]}; \quad \alpha = \frac{|E_s - E_A|}{k_B T}; \quad \beta = \frac{\Gamma}{|E_s - E_A|}$$

Переріз спонтанної рекомбінації σ практично не залежить від температури і знаходиться в межах $10^{11} \div 10^{12}$ см² [12].

Час життя екситону пов'язаний зі швидкістю випромінювальної рекомбінації і може бути визначений наступним чином [13]:

$$\tau_{ex} = \pi N_{ex} a_B^3 A^{-1} \quad (16)$$

де $N_{ex} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\mu_{cv} k_B T}{\pi\hbar^2}\right)^{3/2}$ – ефективне число станів для екситонів, константа

$$A = \frac{2\bar{n}}{3 \cdot 137} \frac{E_g \omega}{\bar{m}_e c^2} \frac{E_g + \Delta}{E_g + 2\Delta/3}, \quad \bar{m}_e = m_0 m_e / (m_0 - m_e), \quad m_0 - \text{маса вільного електрону, } m_e - \text{ефективна}$$

маса електрону зони провідності, $\bar{n} \approx \sqrt{\varepsilon_\infty}$ – показник заломлення, Δ – параметр спин-орбітальної взаємодії [10,11].

В табл. 1 наведено результати розрахунку граничної температури (8), а також лівої та правої частин нерівності (15) для напівпровідникового твердого розчину $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$. При цьому використано усереднену ізотропну ефективну масу і енергію зв'язку екситону по зонах важких і легких носіїв, розрахунки швидкостей рекомбінації $B(\alpha)$ і $1/\tau_{ex}$ проведено для граничної температури T_{ep} . Розглянуто анігіляцію вільного екситона і екситон-домішкових комплексів.

Аналіз табл. 1 показує, що гранична температура T_{ep} зростає при переході від Cd_3P_2 до Zn_3P_2 , при цьому для комплексу екситон+ A^- вона найбільша. Друга умова (15) для граничної температури виконується лише для комплексу екситон+ A^- . Але оскільки температурна залежність величин $B(\alpha)$ і $1/\tau_{ex}$ суттєво різні – перша з них зростає при збільшенні температури, друга, навпаки, зменшується, – то умова (15) може виконуватися при менших за T_{ep} температурах. Така ситуація виконується для комплексів екситон+ A^- (рис.2), отже, для них умова генерування когерентних станів виконується. Як показали розрахунки, для вільних екситонів і комплексів екситон+ D^+ нерівність (15) не виконується у всьому температурному інтервалі – отже, у цьому випадку очікувати когерентних станів не слід.

Квантово-стимульована емісія фотонів при низьких (4,2-150 К) температурах в інфрачервоному діапазоні експериментально зафіксована для фосфіду кадмію Cd_3P_2 . Нитковидні кристали Cd_3P_2 використовуються в якості робочих елементів для лазерів із електронною накачкою, довжина випромінюваної хвилі становить $\sim 2,12$ мкм [1].

Таблиця 1

Енергетичні параметри, гранична температура екситонної генерації T_{ep} , різниця швидкостей індукованої рекомбінації носіїв у екситони і зворотного процесу $B(\alpha)$, швидкість розпаду когерентного стану екситону по інших каналах $1/\tau_{ex}$ для твердого напівпровідникового розчину $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$

матеріал [11]	E_A , eV [11]	екситонний стан	E_s , meV [11]	T_{ep} , К	$B(\alpha)$, c^{-1}	$1/\tau_{ex}$, c^{-1}
Cd_3P_2 $E_g = 0,61$ eV	0,10	вільний екситон	1,88	22	$5,00 \cdot 10^4$	$1,62 \cdot 10^{10}$
		екситон + A^-	5,00	181	$2,49 \cdot 10^9$	$7,20 \cdot 10^8$
		екситон + D^+	1,15	35	$5,48 \cdot 10^5$	$8,29 \cdot 10^9$
$(Zn_{0,2}Cd_{0,8})_3P_2$ $E_g = 0,74$ eV	0,11	вільний екситон	3,25	31	$3,16 \cdot 10^5$	$1,36 \cdot 10^{10}$
		екситон + A^-	15,62	246	$1,07 \cdot 10^{10}$	$6,34 \cdot 10^8$
		екситон + D^+	1,88	46	$2,39 \cdot 10^6$	$7,68 \cdot 10^9$
$(Zn_{0,4}Cd_{0,6})_3P_2$ $E_g = 0,94$ eV	0,13	вільний екситон	5,72	45	$2,55 \cdot 10^5$	$1,18 \cdot 10^{10}$
		екситон + A^-	25,69	322	$4,04 \cdot 10^{10}$	$6,36 \cdot 10^8$
		екситон + D^+	3,33	66	$1,79 \cdot 10^7$	$6,82 \cdot 10^9$
$(Zn_{0,8}Cd_{0,2})_3P_2$ $E_g = 1,46$ eV	0,16	вільний екситон	19,99	97	$1,02 \cdot 10^8$	$8,84 \cdot 10^9$
		екситон + A^-	79,91	569	$3,08 \cdot 10^{11}$	$6,25 \cdot 10^8$
		екситон + D^+	11,71	137	$5,95 \cdot 10^8$	$5,30 \cdot 10^9$
Zn_3P_2 $E_g = 1,56$ eV	0,19	вільний екситон	31,20	122	$2,37 \cdot 10^8$	$6,82 \cdot 10^9$
		екситон + A^-	122,91	669	$5,75 \cdot 10^{11}$	$5,33 \cdot 10^8$
		екситон + D^+	18,29	170	$1,29 \cdot 10^9$	$4,15 \cdot 10^9$

Висновки

Власні дефекти і екситони, вочевидь грають домінуючу роль у люмінесценції напівпровідникової системи $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$. Енергія зв'язку екситонів та екситон-домішкових комплексів зростає при переході від Cd_3P_2 до Zn_3P_2 , це очевидно пов'язане із зростанням ширини забороненої зони. Крім того, енергія зв'язку комплексу екситон + A^- для $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ при $x \geq 0,4$, а для Zn_3P_2 і енергія зв'язку нелокалізованого екситону стають порівняними з середньою тепловою енергією при кімнатних температурах, що дозволяє очікувати їх високотемпературного прояву в оптичних спектрах.

Доведено, що значна енергія зв'язку екситону і наявність дефектних рівнів поблизу вершини валентної зони дає принципову можливість отримання когерентних станів екситонів і реалізації ефекту оптичної генерації за чотирирівневою схемою.

Список використаної літератури

1. Арсенид и фосфид кадмия / [Радауцан С. И., Арушанов Э.К., Натепров А.Н., Чуйко Г.П.]; под ред. Радауцана С.И. – Кишинев: Штиинца, 1976. – 112 с.
2. Полупроводниковые соединения группы A^IVB^V / [Лазарев В.Б., Шевченко В.Я., Гринберг Я.Х., Соболев В.В.]; под ред. Лазарева В.Б. – М.: Наука, 1978. – 256 с.
3. Сырбу Н.Н. Оптоэлектронные свойства соединений группы A^IVB^V / Сырбу Н.Н. – Кишиневский политехнический институт им. С.Лазо. – Кишинев: Штиинца, 1983. – 156 с.
4. Andrzejewski J. Energy band structure of Zn_3P_2 -type semiconductors: analysis of the crystal structure simplifications and energy band calculations / Andrzejewski J., Misiewicz J. // Phys. Stat. Sol. B. – 2001. – V. 227, №2. – P.515-540.

5. Nayak A. Photoluminescence spectra of Zn_3P_2 - Cd_3P_2 thin films / Nayak A., Rao D.R. // Appl. Phys. Lett. – 1993. – V. 63, №5. – P.592-593.
6. Arushanov E.K. III_3V_2 compounds and alloys / Arushanov E.K. // Prog. Cryst. Growth Charact. – 1992. – V. 25. – P.131-201.
7. Sieranski K. Semiempirical tight-binding band structure of III_3V_2 Semiconductors: Cd_3P_2 , Zn_3P_2 , Cd_3As_2 and Zn_3As_2 / Sieranski K., Szatkowski J., Misiewicz J. // Phys. Rev. B. – 1994. – V. 50, №11. – P.7331-7337.
8. Misiewicz J. Inter-band transitions in Zn_3P_2 / Misiewicz J. // J. Phys.: Condens. Matter. – 1990. – V. 2. – P. 2053-2072.
9. Chuiko G. Geometrical way of determination of effective masses and densities of states within generalized Kildal's model / Chuiko G., Stepanchikov D. // Physics and Chemistry of Solid State. – 2008. – V.9, № 2. – P.312-318.
10. Stepanchikov D. Excitons into one-axis crystals of zinc phosphide (Zn_3P_2) / Stepanchikov D., Chuiko G. // Condensed Matter Physics. – 2009. – V.12, № 2. – P.239-248.
11. Степанчиков Д.М. Экситонні спектри та зонна структура твердих напівпровідникових розчинів в системі Zn_3P_2 - Cd_3P_2 / Степанчиков Д.М., Чуйко Г.П. // Фізика і хімія твердого тіла. – 2012. – Т.13, № 4. – С.867-874.
12. Ораевский А.Н. Генерация когерентных состояний экситонов в полупроводниках за счет рекомбинации свободных носителей / Ораевский А.Н. // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – Т.65, №5. – С.436-440.
13. Леванюк А.П. Краевая люминесценция прямозонных полупроводников / Леванюк А.П., Осипов В.В. // УФН. – 1981. – Т.133, №3. – С. 427-477.
14. Gelten M.J. Far infrared optical properties of Cd_3P_2 and Cd_3As_2 / Gelten M.J., van Es C.M. // Physics of narrow gap semiconductors. – 1982. – V. 152. – P.167-171.
15. Венгер Є. Модель діелектричної проникності монокристалів Zn_3P_2 та $ZnGeP_2$ в області залишкових променів / Венгер Є., Пасічник Ю., Шпортько К., Baran J., Trzebiatowska-Gusowska M. // Вісник Львівського університету. Серія фізична. – 2008. – №41. – С. 29-35.