

В.Г. ЛИТОВЧЕНКО,¹ Л.Л. ФЕДОРЕНКО,¹ Д.В. КОРБУТЯК,¹ М.В. СТРИХА^{1,2}

¹ Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03680)

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка
(Просп. Академіка Глушкова, 42, Київ 03022)

ЕЛЕКТРОННО-ДІРКОВИЙ УПОРЯДКОВАНИЙ КОНДЕНСАТ ЯК ПЕРСПЕКТИВНЕ ЛАЗЕРНЕ 2D СЕРЕДОВИЩЕ ДЛЯ КІМНАТНИХ ТЕМПЕРАТУР

УДК 539

На основі теоретичних і експериментальних результатів, отриманих авторами, та детального літературного огляду зроблено порівняльний аналіз процесів формування і утримування електронно-діркового (ЕД) екситонного континууму у 3D та 2D напівпровідниках. За діаграмами фазового стану, спектрами фотолюмінесценції і люксолюксовими залежностями продемонстровано суттєве збільшення енергії екситонного зв'язку E_{ex} та стабільності ЕД континууму в 2D порівняно з 3D випадком. Розглянуто вплив визначальних фізичних чинників, відповідальних за підвищення E_{ex} та стабільність ЕД континууму у випадку 2D: зв'язування екситонів на мільких домішкових центрах, сил дзеркального відображення та кореляційного чинника. Розглянуто особливості екситонно-поляритонного та електронно-діркового континуумів з урахуванням статистик Бозе–Ейнштейна та Фермі–Дірака з урахуванням можливості формування e - h кристала. Сформульовані завдання для подальшого теоретичного розгляду, а також названо переваги і перспективи використання макрорезонаторних 2D кювет, що не потребують складної та витратної МПЕ технології, для створення оптоелектронних пристроїв нового покоління.

Ключові слова: електронно-дірковий конденсат, екситонний континуум, центри захоплення, 2D екситони, макрокюветний резонатор, вимушене випромінювання.

1. Вступ

Сучасна оптоелектроніка та нанофотоніка сформували запит на низькопорогові високоефективні лазери, що здатні забезпечити подальше підвищення швидкості обробки та передачі сигналів інформації при використанні фотонів замість електронів; вищу локалізацію випромінювання як у просторі, так і в часі; вирішення проблеми узгодження імпедансів електричних кіл, притаманних традиційним електронним схемам. У цій статті ми на основі аналізу експериментальних та теоретичних

результатів, одержаних раніше нами та іншими авторами, покажемо, що електронно-дірковий (ЕД) конденсат є перспективним 2D лазерним середовищем для кімнатних температур. Високі концентрації ЕД плазми при її інтенсивному збудженні (зокрема, лазерному) є передумовою формування стійкої екситонної ЕД рідини. Цей факт був встановлений відносно давно в результаті досліджень ЕД крапель, які при зростанні концентрації екситонів до певної критичної межі досягають фазового переходу газ-рідина, що у більшості випадків у традиційних 3D напівпровідниках спостерігалося при криогенних температурах, зокрема, у роботах [1–3]. Останнє зумовлено низькими значення-

© В.Г. ЛИТОВЧЕНКО, Л.Л. ФЕДОРЕНКО,
Д.В. КОРБУТЯК, М.В. СТРИХА, 2021

612

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2021. Т. 66, № 7

ми енергії екситонного зв'язку для більшості напівпровідникових матеріалів, зокрема, групи III-V з переважно ковалентним типом міжатомного зв'язку. Квантовий перехід газ-рідина ЕД системи при зміні відстані між просторово-розділеними електронами і дірками у квантових ямах та критерії існування метастабільної фази розглядалися в [4]. В наших роботах [1, 5, 6] було показано на широкому класі напівпровідників (Si, GaAs, InP, GaN), що енергія екситонного зв'язку на поверхні та, відповідно, стійкість 2D-поверхневих екситонних станів суттєво вища, ніж в об'ємі.

2. Аналіз базових теоретичних співвідношень та експериментальних результатів стосовно електронно-діркового упорядкованого конденсату

Аналіз параметрів екситонного континууму, виконаний на основі фазових діаграм (рис. 1), спектрів фотолюмінесценції (рис. 2) та люкс-люксових характеристик (рис. 3) виявив вплив на збільшення енергії екситонного зв'язку внаслідок дії таких чинників:

- кількість частинок, необхідних для екранування ЕД взаємодії в 2D випадку менша, ніж для 3D;
- дія квантоворозмірного ефекту;
- вплив поверхневих центрів захоплення екситонів;
- дія сил дзеркального відображення;
- вплив кореляційних сил, який проявляється при високих концентраціях екситонів [7].

Координатні залежності відповідних складових енергії зв'язку в електронно-дірковій підсистемі проілюстровано на рис. 4. Двовимірний екситон у випадку, коли електрон та дірка розташовані в одній площині, описується рівнянням Шредінгера, записаним у 2D системі декартових координат, де координата електрона ($x, 0$), координата дірки ($0, y$), а відстань між електроном і діркою $z = \sqrt{x^2 + y^2}$:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\hbar^2}{2\mu^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{q^2}{\varepsilon z} \right] \psi = E\psi, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\mu^*} = \frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_p}.$$

В (1) μ^* – приведена ефективна маса, m_n, m_p – ефективні маси електрона й дірки. Власні значення рівняння (1) для зв'язаного стану ($E < 0$) у

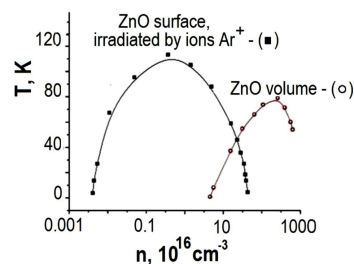


Рис. 1. Фазові діаграми 2D – (ліворуч) та 3D – (праворуч) вимірної ЕД конденсату [7]

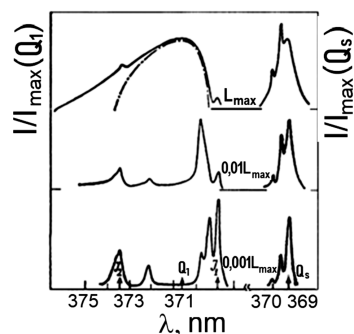


Рис. 2. Спектри ФЛ вихідного (ліворуч) і анодно-бомбардованого (праворуч) ZnO при різних рівнях збудження; штрих-пунктир – теоретично розрахована форма лінії ЕДК; відповідна $n_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $T = 4 \text{ K}$ [6]

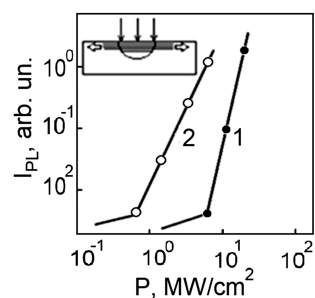


Рис. 3. Залежність інтенсивності стимульованого випромінювання 3D ЕД плазми в GaAs (1) і квазі-2D ЕД плазми в структурах $\text{Si}_3\text{N}_4\text{-GaAs}$ (2) від інтенсивності збудження. Врізка: Схематичне зображення розширення квазі-2D ЕД плазми поза область збудження [5]

2D випадку для спектра енергії E і амплітуди A мають вигляд:

$$E_{ns} = -\frac{R_y}{(n+1/2)^2}, \quad A_s = \frac{A_0}{(n+1/2)^3}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2)$$

де $R_y = \frac{q^4 \mu^*}{2\varepsilon^2 \hbar^2}$ – енергія основного стану тривимірного екситону (Рідберг), $A_0 = \frac{\hbar^2 \varepsilon}{4\mu^* q^2}$ – борівський радіус тривимірного екситону.

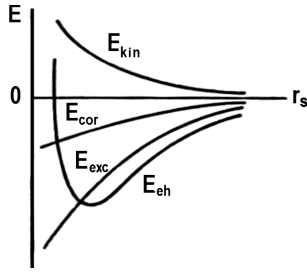


Рис. 4. Зображення кривих $E(r_s)$ для складових енергій зв'язку в електронно-дірковій підсистемі: E_{kin} – кінетична енергія, E_{cor} – енергія кореляційного зв'язку, E_{exc} – обмінна кулонівська енергія, E_{eh} – енергія зв'язку електронно-діркової рідини [7]

Для порівняння у 3D випадку:

$$E_{nv} = \frac{R_y}{n^2}, \quad A_v = \frac{A_0}{n^3}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (3)$$

Для вільного екситону ($E > 0$) маємо неперервний спектр:

$$E_{kin} = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu^*}. \quad (4)$$

Як видно з порівняння (2) та (3), при незмінній діелектричній константі ϵ енергія зв'язку основного стану для 2D випадку в 4 рази вища, ніж у 3D випадку. Такий результат є наслідком квантування руху по координаті, перпендикулярній до площини. Крім того, додатковим чинником збільшення енергії екситонного зв'язку є зростання одної із ефективних мас, внаслідок чого зменшується “+” незв'язуючий внесок в енергію зв'язку від кінетичної енергії руху E_{kin} (4) по відповідній координаті [7]. Слід також враховувати особливості стану ґратки в двовимірному випадку, де можливе зростання μ^* та зменшення ϵ при контакті з вакуумом, або навпаки, зростання ϵ при контакті з металом, та зменшення μ^* внаслідок міждолинного перерозподілу або при пружних деформаціях ґратки.

Серед перелічених вище чинників, що впливають на енергію E_{ns} , є зв'язування екситонів на поверхневих центрах, подібне до ефекту “запорошеної плазми” [8], коли проявляються гігантські сили осциляторів зв'язаних екситонів [9]:

$$f_t = 8 \left(\frac{\mu^* E_e}{m_0 E_t} \right)^{3/2} \frac{\pi A_s^3}{V} f_{ex} \gg f_{ex}, \quad (5)$$

де E_e – енергія екситонного зв'язку, E_t – енергія зв'язку екситону на дефекті, V – об'єм елементарної комірки, f_{ex} – сила осцилятора вільного екситону, A_s – його радіус, m_0 – маса вільного електрона. Ключовим питанням, що до кінця не з'ясоване і потребує вирішення при розгляді цього явища, є встановлення взаємозв'язку між величиною енергії екситонного зв'язку та силою осцилятора, параметрами поверхневих центрів (зокрема, їх концентрацією), що важливо з прикладної з точки зору.

Із зовнішніх чинників впливу на енергію екситонного зв'язку в 2D випадку слід відзначити вплив суміжного середовища через сили дзеркального відображення [10, 11]:

$$V_{fm} \cong \frac{q^2 \epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 \epsilon_1 + \epsilon_2} \frac{1}{4d}, \quad (6)$$

де V_{fm} – потенціальна енергія електричного заряду в точці електростатичного поля, віддаленої на відстані d , d у (6) – відстань до межі поділу, $\epsilon_{1,2}$ – діелектричні проникності двох сусідніх середовищ, напівпровідника і діелектрика або металу. При умові $\epsilon_2 < \epsilon_1$ (ϵ_2 – діелектрик) екситони відштовхуються від поверхні, у протилежному випадку $\epsilon_2 > \epsilon_1$ (ϵ_2 – метал) відбувається їх притягування до поверхні при частотах ω , значно менших від частоти плазмового резонансу ω_p , в силу відомого співвідношення [10]:

$$\epsilon_2(\omega) \cong 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (7)$$

В [10] було показано, що при умові $\epsilon_2 > \epsilon_1$ (ϵ_2 – метал) та близькості до межі поділу ($d/A_s \sim 0,1$, де A_s – радіус екситону) енергія екситонного зв'язку $E_{ex} > 10R_y$. Цей чинник призводить до значного збільшення E_{ex} , зростання часу життя екситонного стану по відношенню до електронно-діркових пар, що є важливим при розробці 2D низькопорогових випромінюючих макрокюветних систем. Розглянемо ще один важливий чинник, що стабілізує електронно-дірковий континуум, який перебуває поза областю ЕД конденсату на фазовій діаграмі, рис. 1. Це кореляційна взаємодія (або кристалічне поле в термінах квантової хімії), яка відображує вплив регулярності поля, зумовлений багаточастинковою взаємодією на кулонівському потенціалі.

В області низьких температур екситони є майже ідеальними бозонами із нульовим чи одиничним спіном, що й робить можливим явище бозе-ейнштейнівської конденсації (БЕК). За вищих температур відхилення від такої ідеальності зумовлене наявністю в комутаторі операторів народження та загибелі екситонів члена, зумовленого інтерференцією екситонів (див., наприклад, [12]). Однак, за високих концентрацій поведінка екситонів може суттєво відрізнитися від бозонної в силу фактора їх інтерференції. Відома класична робота [13], де екситони описуються в силу зазначеного фактора саме, як ферміони з температурою виродження, яка за порядком величин дорівнює енергії взаємодії між сусідніми магнітними моментами.

Надалі ми так само розглядаємо електронно-діркову фермі-систему в умовах достатньо великої інтенсивності збудження, що робить інтерференційні ефекти між екситонами значними. Для такої системи стає можливим явище, аналогічне до вігнерівської кристалізації електронного газу [14]. Збільшення енергії основного стану такої системи для 2D випадку в порівнянні з 3D зумовлено зростанням кореляційної поправки (з від'ємним знаком на притягування) завдяки зменшенню середньої відстані r_s між частинками у 2-вимірному випадку у порівнянні з 3D r_v : $|-q^2/r_s| > |q^2/r_v|$. З фізичної точки зору кореляційна взаємодія відповідална за підвищення ступеню упорядкованості системи, в якій відстань між зарядженими частинками $r_v(n) \sim 1/n^{1/3}$ залишається завжди більшою від значення ефективного радіуса екситону: $r_v(n) > A_v$, або у двовимірному випадку $r_s(n) > A_s$, де $r_s(n) \sim 1/n^{1/2}$.

Тим не менш, в реальних твердотільних випромінюючих екситонних структурах при рівнях збудження, близьких та вищих від інверсії населеності (тобто за достатньо високих інтенсивностях збудження) концентрація нерівноважних носіїв заряду (ННЗ) може перевищувати межі існування екситонів на фазовій діаграмі (рис. 1) як у 2D, так і в 3D випадках. Внаслідок цього екситонна підсистема при зростанні збудження розпадається на електронно-діркові пари, на яких при відповідному підсиленні відбувається генерація вимушеного випромінювання з певним низькоенергетичним зсувом, див., наприклад, [15].

Вплив кореляційного чинника може бути оцінений із критерію вігнерівської кристалізації че-

рез константу електронної локалізації Мотта C_M^* , (див., наприклад, [7]):

$$n^{1/3} a^* = C_M^* \cong 5 \cdot 10^{-2}, \quad (8)$$

де n – концентрація ННЗ, a^* – ефективний борівський радіус електрона.

Умова (8) базується на вимозі перевищення потенціальної енергії притягування ΔE_{pot} над кінетичною “розпушуючою” енергією E_{kin} , $\Delta E_{\text{pot}} > E_{\text{kin}}$, тобто,

$$n^{1/3} < \frac{m_n q^2}{\varepsilon \hbar^2} n^{1/3}, \quad n^{1/3} \frac{2q^2}{3\varepsilon k T} \quad (9)$$

для виродженого та для невиродженого випадків, відповідно. Оцінки показують, що критерій (8) при концентрації ННЗ $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ не виконується для виродженого випадку, а для невиродженого виконується лише для достатньо низьких температур при $T \leq 32 \text{ К}$. Таким чином, енергія кореляційної взаємодії є додатковим фактором, що за достатньо низьких температур, але достатньо високих рівнів збудження, за яких інтерференцією екситонів уже не можна знехтувати, спрямований на упорядкування структури ЕД континууму, рис. 4.

3. Обговорення та висновки

Слід відзначити, що питання дії різних перелічених чинників залишається не до кінця з'ясованим і є предметом інтенсивних досліджень (див., наприклад, [16–18] та посилання в цих роботах). У кожному разі, зменшення діелектричного екранування та підсилення кулонівської взаємодії призводить до інтенсивних екситонних та багаточастинкових ефектів у 2D системах

З цього випливає, що збудження екситонного 2D конденсату, як активного матеріалу для отримання вимушеного випромінювання, має суттєві принципові переваги перед об'ємним випадком. При цьому умови 2D вимірності виконуються в навіть відносно товстому шарі, до складу якого входять нанорозмірні кристаліти, що утворює нанокompatитну плівку в макрорезонаторній кюветі, див., наприклад, [19]. Приклад такої структури з резонатором вертикального типу зображений на рис. 5.

Суттєвою особливістю конденсованого екситонного ЕД стану при температурі нижче критичної

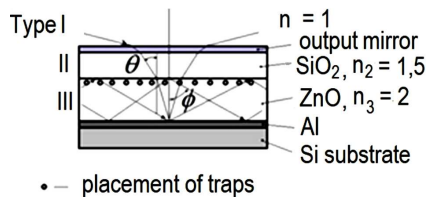


Рис. 5. Схема 2D-подібного пристрою вертикального типу, як джерела стимульованого випромінювання. Тип III – мода, підтримувана активним ZnO шаром

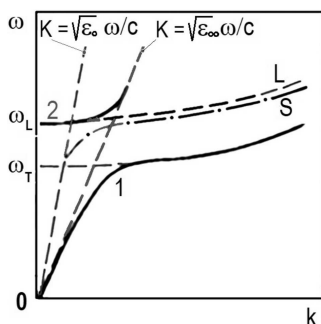


Рис. 6. Дисперсія екситонних поверхневих поляритонів, ϵ_0 – діелектрична проникність оточуючого середовища, ϵ_∞ – діелектрична проникність на високих частотах, L – дисперсія поздовжньої хвилі, S – дисперсія екситон-поляритонної поверхневої хвилі [21]

температури фазового переходу, коли фактор інтерференції малий і екситони є бозонами, є можливість появи БЕК [3, 20]. За цієї умови частинки колапсують у макроскопічний конденсат із єдиною фазою, з виявленням, на відміну від фононних поляритонів, просторової дисперсії [21]:

$$\epsilon(\omega, k) = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + \beta k^2 - i\omega\Gamma} \right), \quad (10)$$

де $\beta = \hbar\omega_T/M$ – коефіцієнт просторової дисперсії; M – сума ефективних мас електрона та дірки, Γ – феноменологічний фактор загасання; ω_T та ω_L – поперечна і поздовжня частоти екситону, відповідно. Частинки конденсату в стані з необмеженим часом життя демонструють колективну квантову поведінку на зразок надплинної рідини [22]. На початку досліджень БЕК спостерігався лише у розріджених атомних газах при мікро-кельвінових температурах. На даний час отримані обнадійливі результати лазерної генерації в мікрорезонаторних кюветах, які показали високу ефективність лазерної генерації при кімнатних температурах за рахунок домінування екситон-поляритонних коливань

[23]. Глибока дисперсія екситон-поляритонних частинок, зокрема, у зоні від’ємних значень діелектричної проникності (в діапазоні частот між $\omega_{TO}(\min)$ до $\omega_{LO}(\max)$, рис. 6), призводить до надзвичайно малих ефективних мас, які виявляються у 10^4 – 10^5 разів менші за масу вільного електрона, що пов’язано з корпускулярно-хвильовою природою “напівматерія–напівсвітло” екситонних поляритонів [24].

Низька густина станів забезпечує їх високу заповненість навіть при гранично низьких рівнях збудження. Це дає перспективу отримання гранично низькопорогових та ефективних екситон-поляритонних мікроджерел вимушеного випромінювання.

Із викладеного вище можна зробити висновок, що екситонний конденсований стан, обмежений фазовою діаграмою, рис. 1, при зростанні інтенсивності накачки переходить за її межі до стану розігрітого ЕД газу, в якому і відбувається стимульована генерація. Таким чином, роль екситонного конденсату подібна метастабільному рівню лазерних систем з відносно найбільшим часом життя і полягає в попередньому накопиченні концентрації ННЗ для досягнення інверсії населеності, яка є передумовою початку стимульованого випромінювання.

Розглянуті вище умови та чинники зростання енергії екситонного зв’язку, та відповідно, стійкості ЕД конденсованого стану в приповерхневих шарах на основі порівняльного зіставлення макрокюветних та мікрोकюветних резонаторів з погляду доцільності та ефективності їх застосування, як джерел вимушеного випромінювання дозволяє відзначити такі переваги для 2D ЕД континууму, обмеженого макрокюветним резонатором:

- можливість підсилення чинника дзеркального відображення шляхом введення до активного матеріалу граничного шару з більшим показником заломлення $\epsilon_2 > \epsilon_1$ (наприклад, якщо ϵ_2 відповідає металу);
- використання металевого шару для збільшення E_{ex} , – як елемента глухого дзеркала резонаторної кювети, і одночасно як суміжного середовища для дзеркального відображення;
- створення додаткових поверхневих центрів захоплення екситонів, що підвищують стабільність конденсованого стану, подібно до ефекту “запорошеної плазми”;

• дія кореляційних сил, що за певних специфічних умов може стати додатковим чинником утримання упорядкованого стану ЕД підсистеми.

Вищезазначені переваги поряд з простотою технології формування резонаторних макрокювет зумовлюють перспективність розробок джерел 2D вимушеного випромінювання, як більш технологічно вигіршних у порівнянні з 2D системами на базі мікрорезонаторних кювет. Це ще раз демонструє перспективність використання 2D напівпровідникових систем, як основи для створення оптоелектронних пристроїв нового покоління [25].

Ця робота була підтримана Проєктом Національної академії наук України за бюджетною темою III-41-17 “Пошук та створення перспективних напівпровідникових матеріалів і функціональних структур для нано- та оптоелектроніки”. Автори висловлюють глибоку подяку професору В.О. Кочелану за корисні дискусії.

- V.G. Litovchenko, D.V. Korbutyak, Yu.V. Kryuchenko. Investigation of collective properties of excitons in polar semiconductors (ZnO). *JETP* **6**, 1965 (1981).
- D.V. Korbutyak, V.G. Litovchenko. Electron-hole condensate in semiconductors with high energy of an exciton bond. *Phys. Solid State* **23**, 1411 (1981).
- V.I. Sugakov. Islands of exciton condensed phases in a two-dimensional system, the distribution of their sizes and coherence in position. *Solid State Commun.* **134**, 63 (2005).
- Ю.Е. Лозовик, О.Л. Берман. Фазовые переходы в системе пространственно разделенных электронов и дырок. *ЖТФ* **111**, 1879 (1997).
- V.G. Lytovchenko, D.V.Korbutyak. The parameters of quasi- two-dimentional electron-hole plasma stimulated by laser radiation. *Surface Science* **170**, 671 (1986).
- V.G. Litovchenko, A.A. Grygoriev. Electron-hole Fermi liquid in nanosized semiconductor structures. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics* **13**, 51 (2010).
- V.N. Dobrovolsky, V.G. Litovchenko. *Surface Electronic Transport Phenomena in Semiconductors* (Clarendon Press, 1991).
- O. Bystrenko, A. Zagorodny. Screening of dust grains in a weakly ionized gas: Effects of charging by plasma currents. *Phys. Rev. E* **67**, 066403 (2002).
- E.I. Rashba, G.E. Gergenishvili. Edge absorption theory in semiconductors. *Sov. Phys. Solid. State* **4** (4), 759 (1962).
- Ю.В. Лозовик, В.Н. Нишанов. Экситоны Ванье-Мотта в слоистых структурах вблизи границы раздела 2-х сред. *ФТТ* **18**, 3267 (1976).
- V.G. Litovchenko. Characteristics of quasi – two-dimensional, excitons in solids. – Physics and plasmons at various concentrations. *Surface Science* **73**, 446 (1978).
- R.S. Knox. *Theory of Excitons*. Part of the NATO Advanced Science Institute Series book series (NSSB, volume 88) (Academic Press., 1963).
- А. Ахизер, И. Померанчук. О тепловом равновесии между спинами и решеткой. *ЖЭТФ* **14**, 342 (1944).
- E. Wigner. Effects of the electron interaction on the energy levels of electrons in metals. *Trans. Faraday Soc.* **34**, 678 (1938).
- D.M. Bagnall, Y.F. Chen, M.Y. Shen, Z. Zhu, T. Goto, T. Yao. Room temperature excitonic stimulated emission from zinc oxide epilayers grown by plasma-assisted MBE. *Journal of Crystal Growth* **184/185**, 6055609 (1998).
- X. Zheng, X. Zhang. Excitons in two-dimensional materials. In: *Advances in Condensed-Matter and Materials Physics*. Edited by J. Thirumalai, S.I. Pokutnyi (IntechOpen, 2020), Ch. 2, p. 809 [ISBN: 978-1-83880-555-5].
- M. Wouters, I. Carusotto. Excitations in a nonequilibrium Bose-Einstein condensate of exciton polaritons. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 140402 (2007).
- Zh. Wang, H. Sun, Q. Zhang, J. Feng, J.Zhang, Y. Li and Cun-Zheng. Excitonic complexes and optical gain in two-dimensional molybdenum ditelluride well below the Mott transition. *Science & Applications Official journal of the CIOMP* **2047** (2020).
- A.N. Gruzintsev, V.T. Volkov, C. Barthou, P. Benalloul. Spontaneous and stimulated emission from magnetron-deposited ZnO–SiO₂–Si thin-film cavities. *Semiconductors* **36**, 701 (2002).
- В.М. Агранович, Д.Л. Миллс. *Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред* (Наука, 1985).
- Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках* (Наукова Думка, 1989).
- L. Zhanga, W. Xiea, J. Wanga, A. Poddubny, J. Lua, Y. Wanga, J. Gua, W. Liua, D. Xua, X. Shena, Y G. Rubo, B.L. Altshuler, A. V. Kavokin, Zh. Chena. Weak lasing in one-dimensional polariton superlattices. *PNAS* **112** (13), E1516 (2015).
- A. Amo, D. Sanvitto, F.P. Laussy, D. Ballarini, E. del Valle, M.D. Martin, A. Lemaître, J. Bloch, D.N. Krizhanovskii, M.S. Skolnick, C. Tejedor, L. Viña. Collective fluid dynamics of a polariton condensate ina semiconductor microcavity. *Nature Lett.* **457**, 291 (2009).
- C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Phys. Rev. Lett.* **69** (23), 3314 (1992).
- D.V. Korbutyak, V.G. Lytovchenko, M.V. Strikha. 2D semiconductor structures as a basis for new high-tech devices (Review). *SPQEO* **21**, 380 (2018).

Одержано 28.05.20

*V.G. Lytovchenko, L.L. Fedorenko,
D.V. Korbutyak, M.V. Strikha*

ORDERED ELECTRON-HOLE
CONDENSATE AS A PERSPECTIVE LASER 2D
ENVIRONMENT AT ROOM TEMPERATURES

A comparative analysis of the processes governing the formation and stability of the electron-hole (EH) exciton continuum in 3D and 2D semiconductors has been carried out on the basis of theoretical and experimental results obtained by the authors, as well as literature data. Using the phase diagrams, luminescence spectra, and lux-lux dependences, a substantial increase of the excitonic binding energy E_{ex} and the EH continuum stability as compared with those in the 3D case is

demonstrated. The role of physical factors responsible for the growth of the excitonic binding energy E_{ex} and the EH continuum stability in the 2D case, namely, the exciton binding at shallow impurity centers, image forces, and the correlation factor, is analyzed. The peculiarities of the exciton-polariton and electron-hole continua are considered taking the Bose–Einstein and Fermi–Dirac statistics into account. Tasks for further theoretical studies are formulated, and the advantages of the application of macroresonator 2D ditches as optoelectronic devices of the new generation, which do not need the complicated and costly MBE technology, are indicated.

Keywords: electron-hole condensate, exciton continuum, capture centers, 2D excitons, macroditch resonator, induced radiation.