

А.А. ЧЕРНЮК

Інститут ядерних досліджень НАН України
(Просп. Науки, 47, Київ 03680; e-mail: inr@ukr.net)

ҐРАТКИ ОСТРІВЦІВ ЕЛЕКТРОННО-ДІРКОВОЇ РІДИНИ В ДИХАЛЬКОГЕНІДАХ ПРИ ОПТИЧНОМУ НАКАЧУВАННІ

УДК 538.9

Виконано чисельне моделювання формування електронно-діркової рідини у випадку однорідного світлового опромінення дихалькогенідів перехідних металів типу MoS_2 та MoTe_2 . Досліджено кінетику захоплення екситонів острівцями та обчислено розподіл густини екситонів навколо острівців, враховуючи кореляцію в положеннях острівців у газі екситонів та межові умови при різній формі однорідного накачування. Оцінено розміри острівців електронно-діркової рідини. Встановлено оптимальне просторове розміщення острівців електронно-діркової рідини та залежність утвореної структури від параметрів системи.

Ключові слова: дихалькогеніди, екситонний газ, електронно-діркова рідина, двовимірні ґратки.

1. Вступ

Утворення структур у неоднорідному розподілі густини електронно-діркової рідини (ЕДР) у дихалькогенідах – актуальна тема в фізиці твердого тіла та матеріалознавстві. На сьогоднішній день накопичено значні експериментальні відомості щодо властивостей ЕДР у різноманітних кристалах і за різних умов (див. огляди [1–4]). Теорія утворення крапель ЕДР в об'ємних матеріалах Ge і Si досліджена в [5–7]. Із розвитком нанофізики ЕДР було виявлено в ряді напівпровідникових структур із квантовими ямами: в системі $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ [8, 9], в $\text{SiO}_2/\text{Si}/\text{SiO}_2$ різної товщини [10], а також в подвійних квантових ямах гетероструктур SiGe/Si [11] та $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ [12–14].

В останні роки ЕДР виявлено у нових ван-дер-Ваальсових гетероструктурах – дихалькогенідах перехідних металів (ДПМ) [15, 16]. У цих матеріалах можуть формуватися електронно-діркові рідини, які є результатом надлишку електронів або

дірок. Одношарові дихалькогеніди мають шарувату структуру, де атоми зв'язані в площині за допомогою сильних ковалентних зв'язків, тоді як між шарами діють слабші ван-дер-Ваальсові сили. Це дозволяє легко відокремлювати шари, створюючи нові можливості для маніпуляцій із електронною структурою. ДПМ є тонким моношаровим напівпровідником, який складається з перехідного металу та халькогену. Один шар атомів металу розташовується між двома шарами атомів халькогену, що виражається формулою MX_2 (М – метал, Х – халькоген). Сімейство напівпровідникових ДПМ є особливо багатообіцяючою платформою для фундаментальних досліджень двовимірних (2D) систем із потенційним застосуванням в оптоелектроніці завдяки їх прямій забороненій зоні в межах моношару та високоефективному зв'язку “світло–матерія”. Кристалічна ґратка з порушеною інверсійною симетрією в поєднанні з сильними спин-орбітальними взаємодіями призводить до унікальної комбінації спінових і долинних ступенів свободи. Крім того, 2D характер моношарів і слабе діелектричне екранування від навколишнього середовища призводять до значного посилення кулонівської взаємодії. Результуюче утворення зв'язаних електронно-діркових (e-h) пар або екситонів домінує над оптичними та спіновими властивостями. Таким чином, атомарно тонкі ДПМ, такі як

Цитування: Чернюк А.А. Ґратки острівців електронно-діркової рідини в дихалькогенідах при оптичному накачуванні. *Укр. фіз. журн.* **70**, № 2, 116 (2025).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

MoS₂, WS₂ та інші, мають унікальні електронні властивості, які можуть мати значення для широкого спектра застосувань [17].

В об'ємних напівпровідниках при не дуже високих інтенсивностях збудження ЕДР складається з окремих крапель ЕДР. У 2D системах ЕДР формується у вигляді окремих острівців, розташованих у площині квантової ями. Внаслідок процесів рекомбінації носіїв острівцеві має скінченний радіус, розміри якого визначаються швидкістю рекомбінації й інтенсивністю опромінення. Важливими є питання про розміри острівців ЕДР та їх взаємне розташування, зумовлене взаємодією між окремими острівцями. Ґратка в острівцях може виникати внаслідок взаємодії між електронами та дірками, що призводить до організації в просторові структури, схожі на кристалічні ґратки. Такі структури можуть мати топологічні властивості, що відкриває нові можливості для зберігання та обробки інформації. Так, виникнення топологічних фаз у системах із ЕДР, які можуть впливати на електронні властивості дихалькогенідів, обговорюється у роботі [13]. На можливість контролю над ЕДР шляхом зміни умов синтезу, таких як температура або тиск, що може значно вплинути на їхні властивості, вказано у роботі [18].

Наразі в літературі практично відсутня інформація щодо крапель ЕДР у ДПМ, а взаємодія між острівцями до цього часу не розглядалася. Задача вивчення ЕДР у низьковимірних структурах залишається актуальною, оскільки просторові структури в 2D системах, створені та керовані світлом, перспективні для оптоелектроніки та спінтроніки як швидкі моделі переключення або елементи енергоефективної пам'яті. ЕДР може демонструвати нові колективні явища, що відкриває нові горизонти для застосувань у квантовій електроніці [9]. Важливі міждисциплінарні дослідження у цій сфері, що включають фізику, хімію та матеріалознавство [16]. Потенціал ЕДР у спінтроніці та квантових комп'ютерах обговорено у роботі [17] і підкреслено важливість таких досліджень для майбутніх технологій. У дослідженнях [19] продемонстровано, як ЕДР може бути використана в нових сенсорах і елементах на основі одношарових дихалькогенідів. Також цікавим є вивчення впливу ядерного опромінення на структуру поверхні ДПМ, що становить інтерес для радіаційної фізики [20, 21].

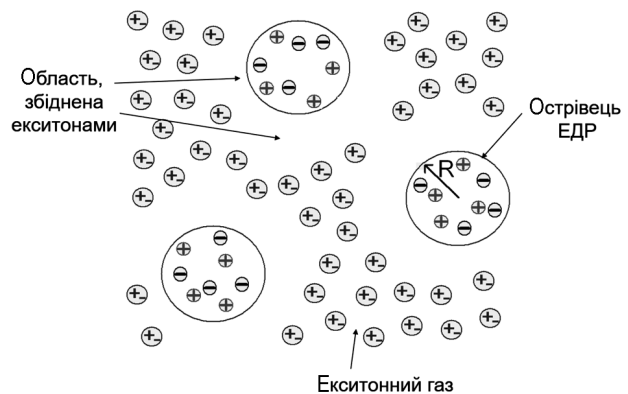


Рис. 1. Схема формування острівців ЕДР із екситонного газу

В цілому, тема формування ЕДР в одношарових дихалькогенідах є складною, але перспективною для досліджень та потенційних застосувань, що відкриває нові можливості в області матеріалів та обіцяє нові відкриття у фізиці матеріалів та застосування у технологіях [22].

2. Постановка задачі та використаний метод розгляду

У моношарі дихалькогеніду світловим опроміненням збуджуються екситони. Будемо розглядати випадок, коли світловий потік однорідно розподілений на 2D поверхні дихалькогеніду, проте відмінний від нуля лише в частині поверхні. Освітлена область може мати форму квадрата, диска, смужки тощо. Саме в цих освітлених областях збуджуються екситони. Оскільки величина енергії пари "електрон-дірка" в ЕДР більша за енергію зв'язку екситона, в системі утворюється ЕДР. У розглядуваній 2D системі ЕДР матиме форму острівців (рис. 1).

Екситони захоплюються острівцями, e-h пари можуть покидати острівці. Тобто, відбувається обмін між острівцями і навколишнім середовищем. Задача полягає в знаходженні значень розмірів острівців, їх взаємного розміщення і розподілу густини екситонів поза острівцями. Вона розв'язувалась для острівців екситонного конденсату [23], застосовувалась для ЕДР [24], і результати використовуються для розрахунків параметрів острівців ЕДР дихалькогенідів у даній роботі. У даному підході оцінюються ймовірності появи структур та їх конфігурацій за функцією розподілу.

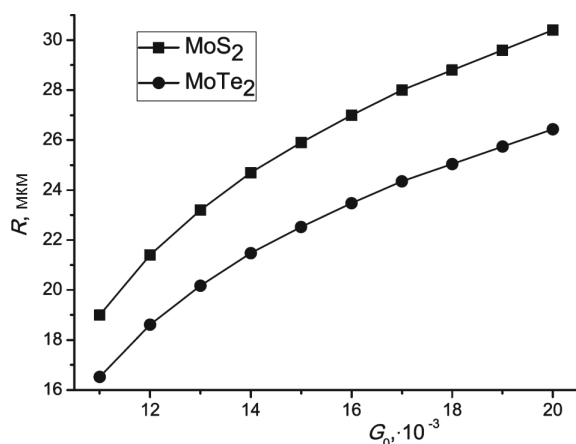


Рис. 2. Критичний радіус острівця ЕДР

Вважається, що острівці мають круглу форму, розподіл e-h пар в острівцях однорідний і розміри острівців набагато менші за відстань між острівцями. У роботах [23, 24] знаходиться і використовується спільний розв'язок:

1) кінетичного рівняння для функції розподілу острівців конденсованої фази екситонів за розмірами, взаємного положення острівців тощо;

2) рівняння для розподілу густини екситонів $c(\mathbf{r})$ за межами острівців:

$$D_X \Delta c - \frac{c}{\tau_X} = -G(\mathbf{r}), \quad (1)$$

де D_X (τ_X) – коефіцієнт дифузії (час життя) екситона, G – інтенсивність накачування.

Межові умови накладаються до рівняння (1) на поверхні кожного острівця. Значення густини екситонів на поверхні певного острівця залежить від положення інших острівців, що зумовлює зв'язок між острівцями. Взаємодія між острівцями, яка може призводити до перерозподілу густини газу та утворення структур підвищеної густини, відбувається через дифузійні поля вільних екситонів, які створюються зовнішнім джерелом і формують острівці. Сусідній острівець зменшує концентрацію екситонів поблизу поточного острівця й уповільнює його зростання. Таким чином, острівцям вигідно віддалятися один від одного. Але на певній відстані між острівцями внаслідок постійного накачування виникне певна область, в якій концентрація екситонів перевищує критичне значення, і там формуються умови появи нового острівця. Отже, існує оптимальне (найбільш імовірне) просторове розміщення острівців.

Обчислення здійснювалися в системі Mathematica із використанням параметрів із дослідних даних [15, 25–31]. Дані деяких параметрів різняться в літературі або не встановлені, тому були оцінені. Для моношару MoS_2 критична густина і енергія зв'язку однієї e-h пари ЕДР становить $c_1 = 3,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ та $E_{\text{EHL}} = 380 \text{ меВ}$, відповідно; коефіцієнт дифузії й енергія зв'язку екситона $D_X = 2,1 \text{ см}^2/\text{с}$ та $E_X = 240 \text{ меВ}$, відповідно; час життя ЕДР (екситона) $\tau = 4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ ($\tau_X = 9,5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$), довжина дифузії екситона $l_D = \sqrt{D_X \tau_X} = 0,14 \text{ мм}$. Для моношару MoTe_2 : $c_1 = 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$, $E_{\text{EHL}} = 150 \text{ меВ}$, $D_X = 5\text{--}8 \text{ см}^2/\text{с}$, $E_X = 250\text{--}400 \text{ меВ}$. Температура $T = 20 \text{ К}$ в усіх розрахунках.

3. Дослідження структури ЕДР при різних формах накачування

До того, як вивчатимемо взаємодію острівців ЕДР та їх розміщення, слід спочатку розв'язати задачу утворення одиночного острівця із екситонного газу. Потім розглянемо 2D задачу про розміщення острівців ЕДР в ДПМ у випадку опромінення накачуванням у вигляді нескінченно довгої однорідної смуги скінченної товщини.

У подальшому на рисунках подаються найбільш імовірні значення фізичних величин: радіусів острівців, відстаней між ними тощо, які знайдені на функції розподілу.

3.1. Формування одиночного острівця

Функція розподілу одиночного острівця визначає найімовірніше значення радіуса R острівця ЕДР для даного накачування G , звідки визначатиметься порогове значення накачування $G_{\text{ст}}$, для формування одиночного острівця. У безрозмірних одиницях функції розподілу одиночного острівця має вигляд

$$f(R) = f_0 e^{S(R)}, \quad (2)$$

де $S(R)$ враховує імовірність того, що екситон буде захоплений острівцем та імовірність випромінювання e-h пари острівцем. Методику детально викладено в роботі [24].

Максимуму функції розподілу (2) відповідатиме найбільш імовірне значення радіуса острівця при заданій інтенсивності накачування (рис. 2). Тут і надалі накачування подано в одиницях $G_{\text{ст}} \tau / c_1$.

Чисельними обчисленнями отримано, що в дихалькогеніді MoS_2 критичний радіус R острівців ЕДР становить 28 мкм і зростає зі збільшенням інтенсивності накачування. Відповідно, для MoTe_2 критичний радіус $R = 26$ мкм. Поріг накачування зменшується зі скороченням часу життя екситона або із пониженням температури.

3.2. Накачування у формі вузької смуги

Визначивши критичний радіус острівця, можна знайти оптимальну відстань між острівцями як максимум спільної функції розподілу найближчих острівців. Розглянемо утворення острівців ЕДР у ДПМ у випадку однорідного опромінення шару дихалькогеніду накачуванням у вигляді нескінченної горизонтальної смуги, вертикальний розмір якої такий, що утворення острівців можливе лише вздовж лінії смуги, тобто по горизонталі (рис. 3). Будемо називати вертикальний розмір смуги її товщиною (нехай товщина смуги дорівнює $2h$).

Знайдемо розподіл густини екситонів за відсутності інших острівців. У розглядуваній системі (опромінення у вигляді нескінченної вузької смуги) можна знайти точний розв'язок рівняння (1):

$$c_0(\mathbf{r}) = G_0 \tau_X \begin{cases} 1 - \exp\left(-\frac{h}{l_D}\right) \operatorname{ch} \frac{y}{l_D}, & |y| \leq h \\ \exp\left(-\frac{|y|}{l_D}\right) \operatorname{sh} \frac{h}{l_D}, & |y| > h. \end{cases} \quad (3)$$

Тепер слід шукати максимум функції розподілу (2) ланцюжка острівців, де c_0 входить як параметр, і врахувати крайові умови. При цьому можна враховувати взаємодію лише близько розташованих острівців.

Припускається, що найімовірнішим розміщенням острівців є періодичне. Щоб оцінити ймовірність флуктуацій системи від періодичного розташування, було проведено такий аналіз. Зрушимо острівця із положення рівноваги, не змінюючи місцеположення інших острівців. Обчислення вказують на те, що різкий пік щільності ймовірності припадає саме на ділянку, яка відповідає періодичному розміщенню острівців уздовж смуги, а позиції після зміщення острівця є менш ймовірними. Так, відносно коливання положення острівця в смугі (середньо-квадратичне відхилення зміщення одного острівця, поділене на відстань між острів-

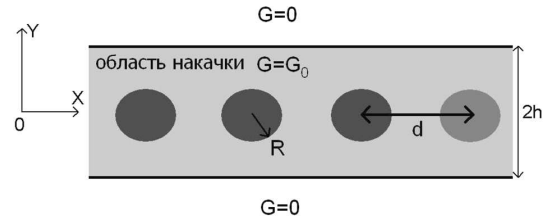


Рис. 3. Утворення крапель ЕДР із газу екситонів у випадку однорідного опромінення ДПМ у вигляді вузької смуги

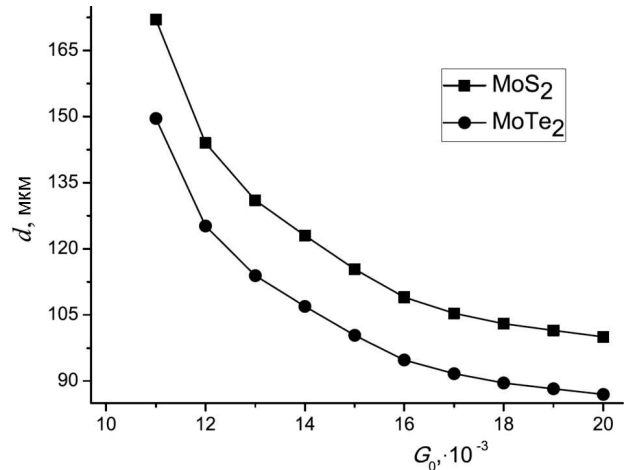


Рис. 4. Відстань між острівцями ЕДР у моношарі дихалькогеніда у випадку однорідного опромінення ДПМ у вигляді вузької смуги

цями) значно зменшується із збільшенням накачування. Це означає, що система має ознаки періодичності і може вважатися впорядкованою при великих значеннях накачування.

Обчисленнями отримано, що в системі еквідистантних острівців ЕДР найімовірніша відстань d між острівцями в дихалькогеніді MoS_2 становить ~ 200 мкм і скорочується з ростом інтенсивності опромінення (рис. 4). Відповідно, $d \sim 150$ мкм для монокристала MoTe_2 .

3.3. Накачування у формі широкої смуги

Розглянемо задачу формування ЕДР при однорідній накачці шару дихалькогеніду зі зростанням її товщини $2h$. Внаслідок дифузійних процесів з'являється можливість розташування кількох острівців у вертикальному напрямку (вісь Y). У цьому разі слід враховувати взаємодію між найближчими острівцями не лише в горизонтальному, а й у вертикальному напрямках. Вважаючи, що найімовірніша відстань d між острівцями в одному ряді

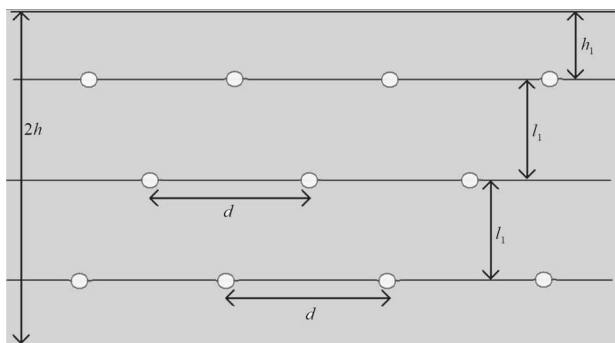


Рис. 5. Оптимальне розміщення островців ЕДР у випадку однорідного опромінення ДПМ у формі широкої смуги

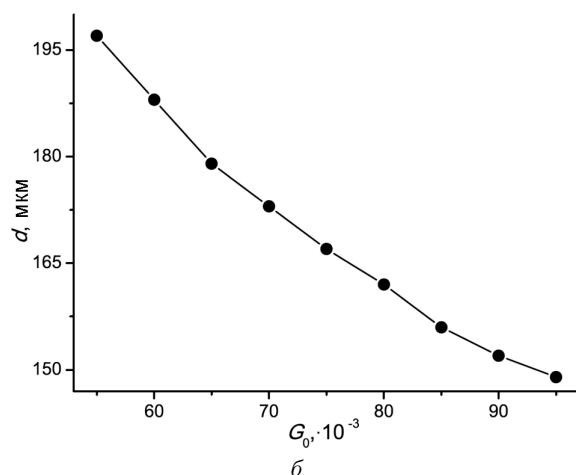
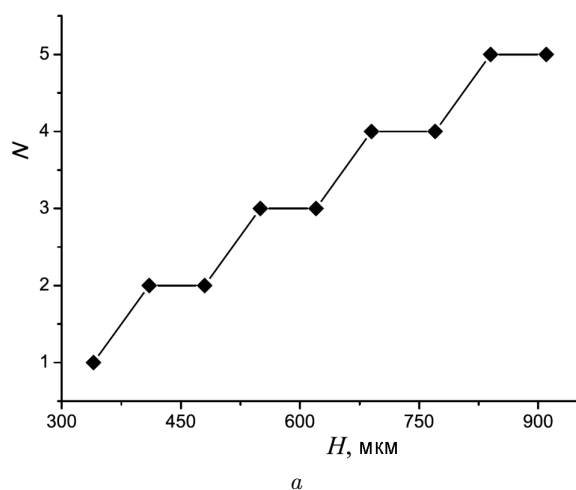


Рис. 6. Кількість рядів островців ЕДР при фіксованому накачуванні залежно від товщини смуги однорідного накачування (а); відстань між островцями в одному ряді зі зростанням інтенсивності накачування (б)

вже встановлена, за функцією розподілу найближчих островців сусідніх рядів знайдено, що найбільш оптимальним розташуванням рядів із еквідистантно розміщених островців ЕДР є таке, при якому островці нового ряду розташовуються посередині між островцями сусіднього рядка, тобто в “шахматному порядку” (рис. 5). Відстані між островцями в одному ряді також скорочуються із ростом інтенсивності опромінення.

Чисельним обчисленням встановлено, що для моношару MoS_2 найбільш оптимальним є таке розташування трьох рядів ЕДР радіусом $R = 36$ мкм при накачці $G_0 = 81 \cdot 10^{-3}$ і товщині смуги $2h = 620$ мкм: $d = 162$, $l_1 = 183$, $h_1 = 127$ (мкм). Для моношару MoTe_2 при радіусі островця $R = 30$ мкм і накачці $G_0 = 52 \cdot 10^{-3}$ оптимальними є такі параметри: $2h = 500$ мкм: $d = 132$, $l_1 = 156$, $h_1 = 94$ (мкм).

Окремо досліджено кількість рядів островців ЕДР у залежності від товщини $H = 2h$ смуги опромінення. Ця залежність є “сходишковою”: кількість рядів стрибком зростає із збільшенням товщини H , причому відстані l_1 між окремими рядами є дещо меншими відстані d між островцями в одному ряді. Результат для MoTe_2 наведено на рис. 6.

4. Висновки

У стохастичному підході розглянуто формування просторової структури ЕДР при світловому опроміненні в моношарах дихалькогенідів MoS_2 та MoTe_2 . Розміри островців ЕДР у цих дихалькогенідах становлять десятки мкм, а відстань між ними – сотні мкм, що значно більше відповідних розмірів ЕДР у напівпровідникових структурах із квантовими ямами (кремнієвих та германієвих). Такі масштаби є близькими до макроскопічних і ще не спостерігались на досліді, оскільки для цього слід використати зразки моношарів ДПМ досить значних розмірів.

Досліджено утворення островців ЕДР у ДПМ у випадку однорідного накачування моношару дихалькогеніду у вигляді смуги, товщина якої змінювалася від такої, утворення островців у якій можливе лише вздовж лінії смуги, до товстіших смуг, де можливе формування декількох рядів островців ЕДР. У випадку опромінення вузькою смугою найімовірнішим є еквідистантне розміщення круглих островців. У випадку широкої смуги опроміне-

ння оптимальним є розташуванням рядів із еквідистантно розміщених острівців у “шахматному порядку”, причому відстані між острівцями в одному ряді скорочуються із ростом інтенсивності опромінення. Кількість рядів острівців зростає із збільшенням ширини смуги опромінення.

Обчислення були виконані для параметрів MoS_2 та MoTe_2 і можуть бути повторені для інших ДПМ та для іншої геометрії накачування.

Утворення острівців ЕДР у ДПМ є поділом фаз у гетеросистемі в нерівноважних умовах. Впорядковане розташування острівців ЕДР у шарі ди-халькогеніду є прикладом макроскопічної ґратки нового типу у 2D структурі.

Автор висловлює подяку В.Й. Сугакову за про-дуктивне обговорення результатів роботи.

1. T.M. Rice. The electron-hole liquid in semiconductors: Theoretical aspects. In: *Solid State Physics*. Edited by H. Ehrenreich, F. Seitz, D. Turnball (Academic Press, 1977), Vol. 32, p. 1.
2. *Electron-Hole Droplets in Semiconductors*. Edited by C.D. Jeffries, L.V. Keldysh (North-Holland, 1983).
3. S.G. Tihodeev. The electron-hole liquid in a semiconductor. *Sov. Phys. Usp.* **28**, 1 (1985).
4. N.N. Sibeldin. Electron-hole liquid in semiconductors and low-dimensional structures. *Phys.-Usp.* **60**, 1147 (2017).
5. R.N. Silver. Lifetime, surface tension, and impurity effects in electron-hole condensation. *Phys. Rev. B* **11**, 1569 (1975).
6. R.M. Westervelt. Nucleation phenomena in electron-hole drop formation in Ge and Si: I. Nucleation rates. *Phys. Status Solidi B* **74**, 727 (1976).
7. V.S. Bagaev, N.V. Zamkovets, L.V. Keldysh, N.N. Sibeldin, V.A. Tsvetkov. Kinetics of exciton condensation in germanium. *Sov. Phys. JETP* **43**, 783 (1976).
8. T.M. Burbaev, D.S. Kozyrev, N.N. Sibeldin, M.L. Skorikov. Luminescence of a quasi-two-dimensional electron-hole liquid and excitonic molecules in Si/SiGe/Si heterostructures upon two-electron transitions. *JETP Letters* **98**, 823 (2014).
9. S.N. Nikolaev, V.S. Krivobok, V.S. Bagaev, E.E. Onishchenko, A.V. Novikov, M.V. Shaleev. Fine structure of the emission spectrum of a two-dimensional electron-hole liquid in SiGe/Si quantum wells. *JETP Letters* **104**, 163 (2016).
10. N. Pauc, V. Calvo, J. Eymery, F. Fournel, N. Magnea. Electronic and optical properties of Si/SiO₂ nanostructures. I. Electron-hole collective processes in single Si/SiO₂ quantum wells. *Phys. Rev. B* **72**, 205324 (2005).
11. M.A. Akmaev and T.M. Burbaev. Dipolar electron-hole liquid in a double-well SiGe/Si heterosystem. *J. Phys.: Conf. Ser.* **816**, 012016 (2017).
12. Y. Dankner, E. Finkman, A. Ron, E. Cohen, M.C. Tamargo, M.D. Sturge. Gain and strong-signal saturation of photoexcited quantum-well structures. *Proc. SPIE* **1283**, 326 (1990).
13. Y. Furukawa, M. Nakayama. Dynamical formation process of electron-hole droplets in a GaAs/AlAs type-II superlattice. *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 034701 (2016).
14. M. Stern, V. Umansky I. Bar-Joseph. Exciton liquid in coupled quantum wells. *Science* **343**, 55 (2014).
15. T.B. Arp, D. Pleskot, V. Aji, N.M. Gabor. Electron-hole liquid in a van der Waals heterostructure photocell at room temperature. *Nature Photonics* **13**, 245 (2019).
16. Y. Yu, A.W. Bataller, R. Younts, Y. Yu, G. Li, A.A. Puzretsky, D.B. Geohegan, K. Gundogdu, L. Cao. Room-temperature electron-hole liquid in monolayer MoS_2 . *ACS Nano* **13**, 10351 (2019).
17. G. Wang, A. Chernikov, M.M. Glazov, T.F. Heinz, X. Marie, Th. Amand, B. Urbaszek. Colloquium: Excitons in atomically thin transition metal dichalcogenides. *Rev. Mod. Phys.* **90**, 021001 (2018).
18. S.A. Han, R. Bhatia, S.W. Kim. Synthesis, properties and potential applications of two-dimensional transition metal dichalcogenides. *Nano Convergence* **2**, 17 (2015).
19. Fan Yang, Jing Shang, Liangzhi Kou, Chun Li, Zichen Deng. Computational investigation of orderly doped transition metal dichalcogenides: Implications for nanoscale optoelectronic devices. *ACS Appl. Nano Mater.* **5**, 3824 (2022).
20. D. Tedeschi, E. Blundo, M. Felici, G. Pettinari, B. Liu, T. Yildirim, E. Petroni, Ch. Zhang, Yi Zhu, S. Sennato, Yuerui Lu, A. Polimeni. Controlled micro/nanodome formation in proton-irradiated bulk transition-metal dichalcogenides. *Adv. Mater.* **31**, 1903795 (2019).
21. R.G. Mendes, J. Pang, A. Bachmatiuk, Huy Quang Ta, Liang Zhao, Th. Gemming, Lei Fu, Zhongfan Liu, M.H. Rummeli. Electron-driven in situ transmission electron microscopy of 2D transition metal dichalcogenides and their 2D heterostructures. *ACS Nano* **13**, 978 (2019).
22. Xiao Tang, Liangzhi Kou. 2D Janus transition metal dichalcogenides: properties and applications. *Phys. Status Solidi B* **259**, 2100562 (2022).
23. V.I. Sugakov. Formation of inhomogeneous structures of condensed phases of excitons in quantum wells. *Phys. Rev. B* **76**, 115303 (2007).
24. A.A. Chernyuk, V.I. Sugakov. Spatial structures of islands of electron-hole liquid in semiconductor quantum wells. *Phys. Lett. A* **384**, 126185 (2020).
25. A. Kormányos, G. Burkard, M. Gmitra, J. Fabian, V. Zolyomi, N.D. Drummond, V. Fal'ko. k-p theory for two-dimensional transition metal dichalcogenide semiconductors. *2D Materials* **2**, 022001 (2015).
26. Hao Luo, Bolun Wang, Enze Wang, Xuewen Wang, Yufei Sun, Kai Liu. High-responsivity photovoltaic photodetectors based on $\text{MoTe}_2/\text{MoSe}_2$ van der Waals heterojunctions. *Crystals* **9**, 315 (2019).
27. Yao-Wen Chang, Yia-Chung Chang. Quantum anomalous Hall effect and electric-field-induced topological phase

- transition in AB-stacked MoTe₂/WSe₂ moiré heterobilayers. *Phys. Rev. B* **106**, 245412 (2022).
28. Eilho Jung, Jin Cheol Park, Yu-Seong Seo, Ji-Hee Kim, Jungseek Hwang, Young Hee Lee. Unusually large exciton binding energy in multilayered 2H-MoTe₂. *Sci. Rep.* **12**, 4543 (2022).
 29. Qiuyang Li, L. Huber, C. Nuckolls, Xiaoyang Zhu. Spin-polarized charge separation in a photoexcited transition metal dichalcogenide heterobilayer at room temperature. *J. Phys. Chem. C* **126**, 15795 (2022).
 30. B. Han, C. Robert, E. Courtade, M. Manca, S. Shree, T. Amand, P. Renucci, T. Taniguchi, K. Watanabe, X. Marie, L.E. Golub, M.M. Glazov, B. Urbaszek. Exciton states in monolayer and probed by upconversion spectroscopy. *Phys. Rev. X* **8**, 031073 (2018).
 31. D.F. Cordovilla Leon, Zidong Li, S.W. Jang, Che-Hsuan Cheng, P.B. Deotare. Exciton transport in strained monolayer WSe₂. *Appl. Phys. Lett.* **113**, 252101 (2018).

Одержано 04.10.24

A.A. Chernyuk

LATTICES OF ISLANDS OF ELECTRON-HOLE LIQUID IN DICHALCOGENIDES UNDER OPTICAL PUMPING

The formation of islands of the electron-hole liquid in the case of uniform light irradiation of transition metal dichalcogenides such as MoS₂ and MoTe₂ has been simulated numerically. The kinetics of exciton capture by the islands has been considered, and the distribution of the exciton density around the islands has been calculated accounting for the correlation of islands' positions in the exciton gas and the boundary conditions under various uniform pumping shapes. The size of the electron-hole liquid islands has been estimated. The optimal spatial arrangement of the electron-hole liquid islands and the dependence of the formed structure on the system's parameters have been found.

Keywords: dichalcogenides, exciton gas, electron-hole liquid, two-dimensional lattices.