

Б.А. Лукіянець, Д.В. Матулка

## Оптичні властивості “анізотропної” квантової точки

Національний університет "Львівська політехніка", Львів, Україн, а [bohdan.a.lukiyanets@lpnu.ua](mailto:bohdan.a.lukiyanets@lpnu.ua),  
[dariya.v.matulka@lpnu.ua](mailto:dariya.v.matulka@lpnu.ua)

Розглянуто оптичні властивості “анізотропного” напівпровідникової наноточки – нанорозмірного об'єкта у вигляді прямокутного паралелепіпеда – зі сторонами  $a \neq b \neq c$ . Такі розміри тісно пов'язані зі значеннями ефективних мас електрона. Здійснено аналіз спектральної залежності коефіцієнта поглинання  $\alpha(\omega)$  при різних ступенях “анізотропії” та при різних поляризаціях електромагнітної хвилі. Проаналізовано випадки найбільш інтенсивних оптичних переходів, тобто між електронними станами, розділеними рівнем Фермі. Отримані результати вказують на те, що 1)  $\alpha(\omega)$  має лінійчасту структуру, а 2) положення піків  $\alpha(\omega)$  однакових оптичних переходів ізотропних наноточках та в “анізотропних” якісно збігаються. Однак різні маси в “анізотропній” наноточці призводять до зсуву ліворуч або праворуч від піків відносно однакових піків в ізотропній наноточці з одночасним розщепленням його вироджених піків. Такі зсуви та їх величини визначаються як ступенем анізотропії (тобто співвідношенням між ефективними масами), так і поляризацією світла. Показано, що сучасні досягнення у створенні впорядкованих напівпровідникових матеріалів з нанооб'єктами різної форми та розміру в наноструктурах дозволяють розглядати поляризовану електромагнітну хвилю як ефективний фактор досягнення бажаних фізичних характеристик.

**Ключові слова:** квантова точка, анізотропія, поляризоване світло, коефіцієнт поглинання

Подано до редакції 15.09.2021; прийнято до друку 20.12. 2021.

### Вступ

Нанооб'єкти є екстремальними об'єктами комплексних досліджень у сучасній науці та техніці. Причиною цього є їх унікальні фізичні властивості, обумовлені явищами розмірного квантування, високою технологічністю. Навіть у наш час такі об'єкти мають широке практичне застосування в електроніці, фотоніці, медицині, сільському господарстві та ін. Їх потенціал далеко не вичерпаний. Тому подальший прогрес можливий лише завдяки знаходженню умов для оптимального використання нанооб'єктів, завдяки глибокому розумінню процесів у них, завдяки пошуку нових ефектів. Результати оптичних досліджень об'єктів корисні для таких пошуків, а тому оптичні дослідження часто використовуються для вивчення фізичних властивостей нанооб'єктів різного розміру,

форми, напівпровідникової чи металевої природи тощо. Зокрема, вивчення впливу форми нанооб'єктів та їх розміри за їх фізичними характеристиками залишаються актуальними. Протягом майже 20 останніх років інтенсивні дослідження таких ефектів були зосереджені на оптичних характеристиках двовимірних структур - КЯ та надрешіток [1,2].

КЯ GaAs-AlGaAs-це, по суті, об'ємна структура, в якій тонкий шар напівпровідника GaAs розташований між двома шарами AlGaAs. Границя GaAs-AlGaAs плавна, оскільки відповідні константи решітки GaAs та AlGaAs майже однакові.

Ширина забороненої зони AlGaAs вище, ніж GaAs, і, отже, електрон обмежений в межах шару GaAs. З цієї точки зору таку структуру можна розглядати як 2D. Загалом, електронна структура GaAs-AlGaAs складається з дискретних рівнів, зумовлених нанорозмірністю шару GaAs, кожен з

яких містить свою 2D зону поведінки електрона у площині шарів. Що стосується надрешіток, то вони представляють собою 3D-структури періодично повторюваних КЯ-структур. Тому в них замість дискретних електронних станів відбудеться їх розщеплення в тонкі дозволені зони і вздовж осі квантування за рахунок електронного тунелювання.

У [1,2] аналізується зміна оптичних характеристик зі зміною товщини шару, а в [3] – зі зміною розмірів наночастинок металу (діаметр  $D = 10\text{--}40$  нм) або їх форми у різних кристалічних матрицях.

Квантові точки (системи 0D) займають особливе місце серед нанооб'єктів завдяки своїм надзвичайним властивостям, високій керованості при їх виготовленні [4] (зокрема, сьогодні використання наноточок можна розглядати як простий спосіб отримання фотоелектричних пристроїв з високою потужністю) ефективності перетворення (див. [5]). Це причина широкого практичного використання

наноточок. Оптичні дослідження в них були предметом ряду статей (див. [6]). Нижче ми аналізуємо оптичні властивості “анізотропної” напівпровідникової квантової точки під дією поляризованого світла.

## I. Модель. Розрахунок коефіцієнта поглинання

Розглянемо оптичні дослідження, щоб встановити прояви форм та розмірів нанооб'єктів за їх фізичними характеристиками. Проаналізуємо фундаментальну характеристику оптичних досліджень – коефіцієнт поглинання  $\alpha(\omega)$  в напівпровідниковому нанооб'єкті. Згідно теорії напівпровідників [7], формула  $\alpha(\omega)$  має вигляд:

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{ncm_0\omega\Omega} \sum_{if} |\bar{e}\bar{p}_{fi}|^2 [f(E_i) - f(E_f)] \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (1)$$

Тут  $n$  – коефіцієнт заломлення середовища,  $m_0$  – маса електрона,  $\Omega$  – об'єм кристала,  $\omega$  – частота електромагнітного випромінювання. Сумування в (1) проводиться по всіх станах при оптичних переходах – від початкових,  $E_i$  у валентній зоні до кінцевих,  $E_f$  у зоні провідності. Співмножник  $[f(E_i) - f(E_f)]$  описує заповнення відповідних станів ( $f(E)$  – розподіл Фермі-Дірака; у випадку  $T = 0$  К, при якому валентна зона повністю заповнена, а зона провідності повністю порожня). Множник  $\delta(E_f - E_i - \hbar\omega)$  є проявом закону збереження при оптичних переходах.

Матричний елемент квадрата імпульсу  $|\bar{e}\bar{p}_{fi}|^2$  описує перехід між станами на операторі імпульсу під дією поляризованого світла  $\bar{e}$ . У 3D просторі з  $(x, y, z)$  (або, інакше,  $(1, 2, 3)$ ) елемент матриці

імпульсу під  $e_\alpha$ -поляризованим світловим випромінюванням є

$$p_{fis} = \iiint dx_\alpha dx_\beta dx_\gamma \psi_f^* \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x_s} \psi_i, \quad (2)$$

де  $\psi$  хвильова функція відповідного стану ( $s$ -стану);  $s \in \alpha, \beta, \chi \in (1, 2, 3)$ , але  $\alpha \neq \beta \neq \chi$ .

Виберемо потенціал з параболічною залежністю як для зони провідності, так і для валентної зони

$$V(x_\alpha, x_\beta, x_\gamma) = V(x_\alpha) + V(x_\beta) + V(x_\gamma) = \sum_{\alpha=1,2,3} \frac{m_0\omega_c}{2} x_\alpha^2 \frac{m_\alpha}{m_0}, \quad (3)$$

де  $m_\alpha$  – ефективна маса електрона  $m_{\alpha c}$  ( $m_{\alpha v}$ ) в зоні провідності (дірки у валентній зоні).

Розв'язки стаціонарного рівняння Шредінгера відомі [8]. Енергетичні стани в ньому

$$E_{v_1 v_2 v_3} = \hbar\omega \sqrt{\frac{m_0}{m_1}} \left( v_1 + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} \left( v_2 + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega \sqrt{\frac{m_0}{m_3}} \left( v_3 + \frac{1}{2} \right) \quad (4)$$

(де  $v_\alpha$  – квантові числа,  $v_\alpha = 0, 1, 2, 3 \dots$ ) яким відповідають хвильові функції:

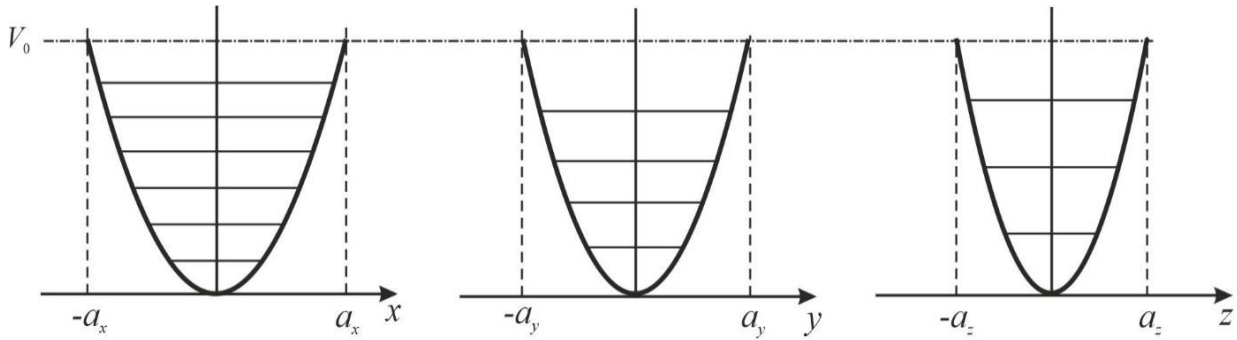


Рис.1. Потенціальна енергія в трьох кристалографічних напрямках.

$$\psi_{v_1 v_2 v_3}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \prod_{\alpha=1,2,3} \frac{1}{\sqrt{2^{v_\alpha} v_\alpha! \sqrt{\pi}}} \exp\left(-\frac{\xi_\alpha^2}{2}\right) H_{v_\alpha}(\xi_\alpha) \quad (5)$$

$$(H_{v_\alpha}(\xi_\alpha) - \text{поліном Ерміта; } \xi_\alpha = x \left( \frac{\hbar}{m_0 \omega} \frac{m_0}{m_\alpha} \right)^{-1/2}).$$

Застосуємо приведені результати у випадку нанооб'єкта – “анізотропної” квантової точки – у формі прямокутного паралелепіпеда із нанорозмірними сторонами  $2a \times 2b \times 2c$ . Якщо висота параболічної ями, що обмежує нанооб'єкт  $V_0$ , то його розміри і ефективна маса пов'язані

$$\text{співвідношенням } a_\alpha = \sqrt{\frac{2V_0}{\omega_c^2} \frac{1}{m_\alpha}}, \text{ тобто розміри ями}$$

будуть більшими для часток із меншими ефективними масами.

Оцінимо імовірності перебування електрона в основному чи в найнижчих збуджених станах на краю стінки. У випадку ями  $V_0 \approx 1 \text{ eV}$  (у цьому випадку ширина ями 10 нм) така ймовірність перебування електрона основного стану маси  $m_0$ , відповідно до (5) є  $P_0(x=5) \equiv |\psi_0|^2 \sim 10^{-25}$ . Таким чином, з високою точністю можна вважати, що електрон основного чи слабозбудженого станів практично повністю зосереджені в нанооб'єкті.

Квадрат модуля матричного елемента переходу під дією світла з поляризацією of  $e_\alpha$  має такий вигляд:

$$|p_{\beta\alpha}|^2 = \left( \int dx_\alpha \psi_{cv_\alpha}^*(\xi_\alpha) \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \psi_{vv_\alpha}(\xi_\alpha) \int dx_\beta \psi_{cv_\beta}^*(\xi_\beta) \psi_{vv_\beta}(\xi_\beta) \int dx_\gamma \psi_{cv_\gamma}^*(\xi_\gamma) \psi_{vv_\gamma}(\xi_\gamma) \right) \times \left( \int dx_\alpha \psi_{cv_\alpha}^*(\xi_\alpha) \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \psi_{vv_\alpha}(\xi_\alpha) \int dx_\beta \psi_{cv_\beta}^*(\xi_\beta) \psi_{vv_\beta}(\xi_\beta) \int dx_\gamma \psi_{cv_\gamma}^*(\xi_\gamma) \psi_{vv_\gamma}(\xi_\gamma) \right) \quad (6)$$

Інтегрування в інтегралах (6) необхідно проводити по об'єму нанооб'єкта, проте приведені вище міркування вказують на можливість з великою точністю для основного та слабозбудженого станів інтегрування поширити на нескінченний простір.

Враховання симетрії хвильових функцій (5) у виразі (6) відразу можна зробити висновок про те, що відмінним від нуля будуть інтеграли зі станами в яких суми станів  $v_\beta + v'_\beta$  та  $v_\gamma + v'_\gamma$  є рівними і, водночас  $v_\alpha + v'_\alpha$  – парними. Оскільки найінтенсивніші переходи – це найнижчі електронні стани у валентній зоні в їх стани у зоні провідності, ми розглянемо переходи  $\psi_{v_1 v_2 v_3} \rightarrow \psi_{cv'_1 cv'_2 cv'_3}$  з основного стану дірки  $(v_1, v_2, v_3)$  в найнижчі електронні стани  $(v'_1, v'_2, v'_3)$ , а саме під впливом поляризації

$\vec{e} = (e_x, 0, 0)$  розглянемо наступні переходи: 1)  $(0,0,0) \rightarrow (1,0,0)$ , 2)  $(0,1,0) \rightarrow (1,1,0)$ , 3)  $(0,0,1) \rightarrow (1,0,1)$ , 4)  $(0,1,1) \rightarrow (1,1,1)$ .

Наприклад, для у випадку поляризації  $e_\alpha$

$$|p_{v^{000}, cv^{100}}|^2 = \frac{16\hbar^2 (m_{ac} m_{cv})}{(m_{ac} + m_{cv})^3 (m_{\beta c} + m_{\beta v}) (m_{\gamma c} + m_{\gamma v})} \quad (7)$$

(тут і нижче написані маси  $m_0$  одиницях).

У загальному випадку частота переходу  $\psi_{v_1 v_2 v_3} \rightarrow \psi_{cv'_1 cv'_2 cv'_3}$  під дією електромагнітної хвилі з поляризацією  $e_\alpha$  – визначається з рівняння

$$\hbar\omega = E_g + \hbar\omega_c \left( \frac{1}{\sqrt{m_{ac}}} \left( v_\alpha + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{\sqrt{m_{cv}}} \left( v'_\alpha + \frac{1}{2} \right) + \left( \frac{1}{\sqrt{m_{\beta c}}} + \frac{1}{\sqrt{m_{\beta v}}} \right) \left( v_\beta + \frac{1}{2} \right) + \left( \frac{1}{\sqrt{m_{\gamma c}}} + \frac{1}{\sqrt{m_{\gamma v}}} \right) \left( v_\gamma + \frac{1}{2} \right) \right) \quad (8)$$

Причому відмінні від нуля переходи (7) будуть при  $\nu_\alpha + \nu'_\alpha = (2n+1)$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ).

Проаналізуємо найінтенсивніші коефіцієнти поглинання  $\alpha(\omega)$  при 4-х приведених вище переходах. З цією метою обмежимося рівністю ефективних мас електронів і дірок  $m_{sc} = m_{sv} = m_s$  ( $s = \alpha, \beta, \gamma$ ). При цьому з (7) випливає, що

$$|P_{v_{000},c_{100}}|^2 = \frac{\hbar^2}{2m_\alpha m_\beta m_\gamma},$$

і перехід 1)  $(0,0,0) \rightarrow (1,0,0)$  під впливом світла із поляризацією  $\vec{e} = (e_x, 0, 0)$ , згідно з (8), буде

відбуватись при

$$\hbar\omega = E_g + \hbar\omega_c \left( \frac{2}{\sqrt{m_\alpha}} + \frac{1}{\sqrt{m_\beta}} + \frac{1}{\sqrt{m_\gamma}} \right)$$

Тоді формула коефіцієнта поглинання  $\alpha(\omega)$  на такій частоті виглядає так:

$$\alpha(\omega) = \text{const} \frac{1}{2m_\alpha m_\beta m_\gamma} \frac{1}{E_g + \hbar\omega_c \left( \frac{2}{\sqrt{m_\alpha}} + \frac{1}{\sqrt{m_\beta}} + \frac{1}{\sqrt{m_\gamma}} \right)},$$

де  $\text{const} = \frac{4\pi^2 \hbar^2 e^2}{ncm_0 \Omega}$ .

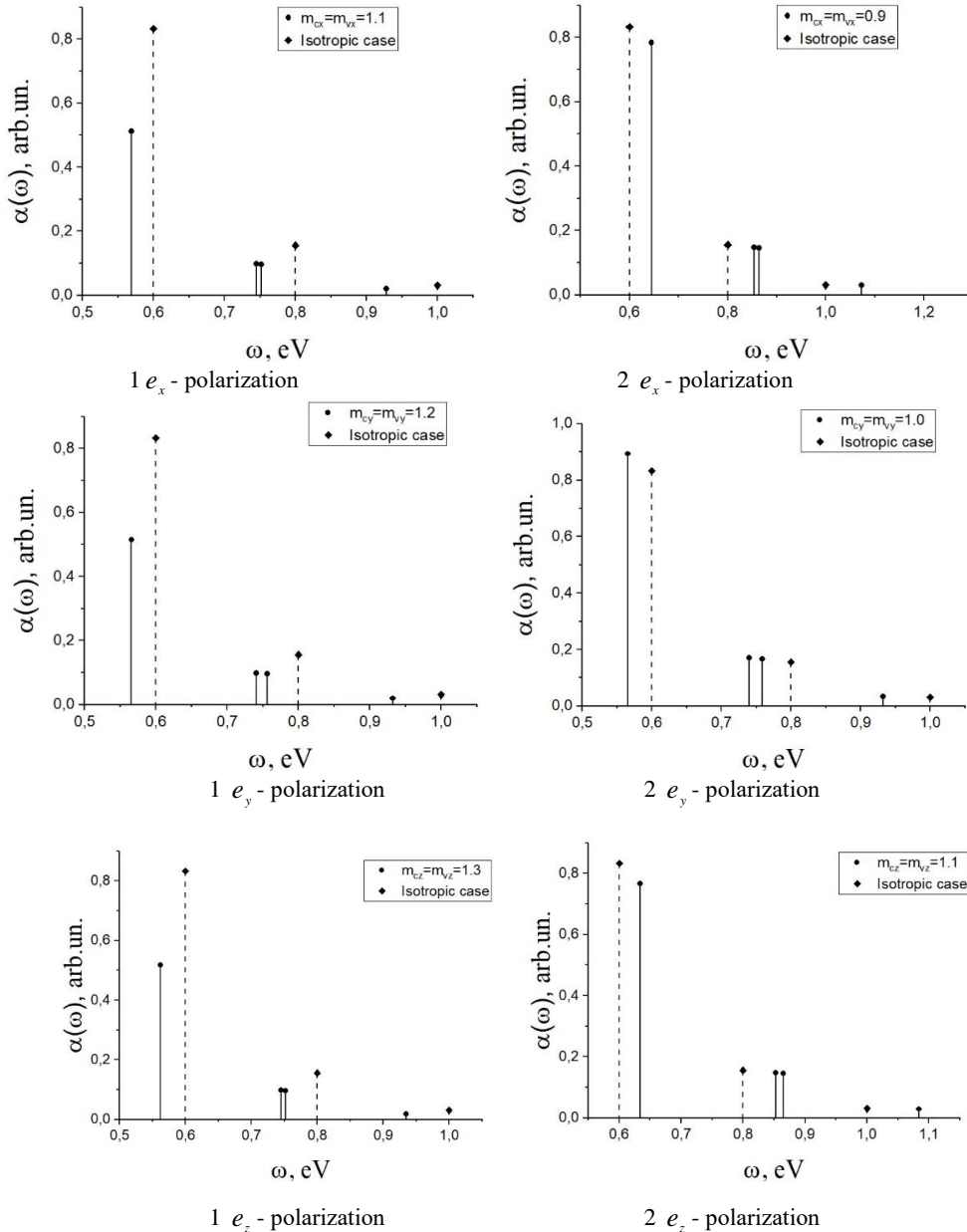


Рис. 2. Спектральна поляризаційна залежність  $\alpha(\omega)$  (в  $\text{const}$  – одиницях;  $\text{const} = \frac{4\pi^2 \hbar^2 e^2}{ncm_0 \Omega}$ ) для двох

наноточок із ефективними масами  $m_x = 1.1, m_y = 1.2, m_z = 1.3$  для (1) і  $m_x = 0.9, m_y = 1.0, m_z = 1.1$  для (2).

Подібні міркування справедливі і для  $\vec{e} = (0, e_y, 0)$  і  $\vec{e} = (0, 0, e_z)$  поляризацій світла. Чисельні розрахунки  $\alpha(\omega)$  у випадку  $e_x, e_y, e_z$  – поляризацій були виконані у двох наноточках за припущення про рівність ефективних мас електронів і дірок ( $m_{sc} = m_{sv} = m_s (s = \alpha, \beta, \gamma)$ ). Ефективні маси в наноточці – 1  $m_1 = 1.1, m_2 = 1.2, m_3 = 1.3$ , і наноточці 2 –  $m_1 = 0.9, m_2 = 1.0, m_3 = 1.1$  ( $E_g = 0.2 \text{ eV}, \hbar\omega_c = 0.1 \text{ eV}$ ). Отримані та, порівняння з аналогічними ізотропними наноб'єктами (тобто коли  $m_1 = m_2 = m_3 = m_0$ ) представлені на рис.2.

## Обговорення, висновки

На рис.2 представлені результати розрахунків коефіцієнта поглинання  $\alpha(\omega)$  у напівпровідниковому наноб'єкті у вигляді прямокутного паралелепіпеда з параболічним обмеженням для часткових випадків. Однак їх якісні характеристики залишаються дійсними в інших конкретних випадках. Зокрема,

- в усіх випадках,  $\alpha(\omega)$  має лінійчату структуру, що є наслідком дискретного спектру носіїв;
- положення піків  $\alpha(\omega)$  при ідентичних переходах в анізотропній наноточці зсуваються вліво або вправо щодо їх положення в ізотропній наноточці. Такі зсуви та їх величини визначаються як ступенем анізотропії (тобто співвідношенням між ефективними масами), так і поляризацією світла.
- в ізотропному наноб'єкті, незалежно від поляризації світла,  $\alpha(\omega)$  приймає те саме значення в переходах  $(0,1,0) \rightarrow (1,1,0), (0,0,1) \rightarrow (1,0,1)$ . У випадку анізотропного наноб'єкта такий дублет розпадається на певну величину, яка залежить від ступеня анізотропії та поляризації світла.

Якщо порівняти електронні стани в “анізотропній” квантовій точці із електронними станами в нано-гетероструктурах, то в першому випадку вони суворо дискретні, тоді як у другому випадку дискретність слабо розмивається безперервними електронними станами на площині шарів. Саме ця відмінність за певних умов забезпечує

чітке експериментальне спостереження описаних результатів у “анізотропних” квантових точках. Відомо, що в реальних структурах завжди відбувається розмиття рівнів. Крім природного розмиття, яке багато в чому залежить від температури, домішок, взаємодії з навколишнім середовищем. Ми розглянули низькі температури, без присутності домішок. Але існує ще одна вимога до експериментального спостереження у випадку ансамблю “анізотропних” квантових точок. З їх хаотичним розташуванням, з однаковою ймовірною орієнтацією в просторі результуючий ефект поляризації буде відсутнім, оскільки в середньому ансамбль не має обраного напрямку. Однак, останніми роками тривало цілеспрямоване створення упорядкованих наноструктур. Якщо донедавна таке впорядкування спостерігалось для інтеркалянтів у графіті [9], то в наш час був досягнутий значний прогрес у технології таких наноструктур [10-14]. Огляд [15] представляє результати інтенсивних досліджень впорядкованих напівпровідникових матеріалів у вигляді нанопроводів, наночастинок, наноконусів тощо у наноструктурах. Виявлено нестандартні властивості, зокрема оптичні, які можуть мати широке практичне застосування у фотоелектриці. Вивчення кутової залежності коефіцієнта відбивання на впорядкованих нанорозмірних острівцях золота на сапфірових підкладках [16] виявило певні особливості цієї залежності. Автори припускають, що вони є результатом поверхневого збудження плазмон-поляритон на межі поділу вакуум-золото.

Таким чином, такі впорядковані наноструктури будуть анізотропними, і тому поляризована електромагнітна хвиля є ефективним чинником для досягнення бажаних фізичних характеристик.

**Лукіянець Б.А.** – д.ф.-м.н., професор кафедри прикладної фізики і наноматеріалознавства.  
**Матулка Д.В.** – к.т.н., доцент кафедри прикладної фізики і наноматеріалознавства.

- [1] E.Runge, Solid State Physics, 57, 149 (2003) [https://doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60180-0](https://doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60180-0).
- [2] R. Koole, E. Groeneveld, D. Vanmaekelbergh, A. Meijerink, C. M. Donegá, Size Effects on Semiconductor Nanoparticles. (Springer Verlag, 2014).
- [3] S. Marhaba, Effect of Size, Shape and Environment on the Optical Response of Metallic Nanoparticles (2017); <http://dx.doi.org/10.5772/intechopen.71574>.
- [4] Handbook of Nanophysics: Nanoparticles and Quantum Dots. Ed by K. D. Sattler. (CRC Press, 2011) <https://doi.org/10.1201/9781420075458>.
- [5] F. Marangi, M. Lombardo, A. Villa, F. Scotognella. New Strategies for Solar Cells Beyond the Visible Spectral Range. <https://arxiv.org/abs/2104.06657> [Submitted on 14 Apr 2021].
- [6] E. Cottancin, M. Broyer, J. Lerme, M. Pellarin, Optical Properties of Metal Clusters and Nanoparticles. In: Nanoelectronics and Nanophotonics. Dots. Ed by Klaus D.Sattler. (CRC Press, 2010).
- [7] J.H. Davies, The Physics of Low-dimensional Semiconductors: An Introduction (Cambridge Univ.Press, 1998).
- [8] A.S. Davydov, Quantum mechanics (Pergamon Press, 1965).

- [9] S.A. Safran, Solid State Physics, 40, 183 (1987), [https://doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60692-X](https://doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60692-X).
- [10] P. Mu, G. Zhou, C.-L. Chen, Nano-Structures & Nano-Objects 15, 153 (2018) <https://doi.org/10.1016/j.nanoso.2017.09.010>.
- [11] J.T. Zhang, J. Ma, R.K. Kankala, Q. Yu, Shi-Bin Wang, A.Z. Chen, Appl. Bio Mater., 4(5), 4039 (2021) <https://doi.org/10.1021/acsabm.1c00156>.
- [12] O.V. Rudenko, A.I. Korobov, N.I. Odina, Method to form ordered nanostructures on substrate; Patent № 2421394 viewed 20.06.2011.
- [13] V.A. Eremeyev, H. Altenbach, On the Eigenfrequencies of an Ordered System of Nanoobjects. in IUTAM Symposium on Modelling Nanomaterials and Nanosystems (eds.R. Pyrz and J.C. Rauhe). 123 (2008); [https://doi.org/10.1007/978-1-4020-9557-3\\_13](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-9557-3_13).
- [14] Nano-objects of desire: Assembling ordered nanostructures in 3D Accessed on: Jan. 2020, [Online]. Available: <https://www.sciencedaily.com/releases/2020/01/200113111042.htm>.
- [15] R. Yu, Q. Lin, S.F. Leung, Z. Fan. Nano Energy 1(1), 57 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2011.10.002>.
- [16] A.E. Muslimov, et al., Crystallography reports 57(3), 415 (2012); <https://doi.org/10.1134/S1063774512030157>.

B.A. Lukiyaneets, D.V. Matulka

## Optical properties of semiconductor “anisotropic” quantum dot

Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine, [bohdan.a.lukiyaneets@lpnu.ua](mailto:bohdan.a.lukiyaneets@lpnu.ua), [dariya.v.matulka@lpnu.ua](mailto:dariya.v.matulka@lpnu.ua)

The optical properties of an “anisotropic” semiconductor nanodot – a nanoscale object in the form of a rectangular parallelepiped - with sides  $a \neq b \neq c$  are considered. Such dimensions are closely related to the values of the effective masses of the electron. The analysis of the spectral dependence of the absorption coefficient  $\alpha(\omega)$  under different degrees of “anisotropy” and under different polarizations of the electromagnetic wave is carried out. The cases of the most intense optical transitions, i.e. between electronic states separated by the Fermi level, are analyzed. The obtained results indicate that 1)  $\alpha(\omega)$  is of line structure, and 2) the positions of the peaks of  $\alpha(\omega)$  in identical optical transitions in the isotropic nanodot and in the “anisotropic” ones coincide qualitatively. However, different masses in the “anisotropic” nanodot lead to a shift to the left or right of the peaks relative to identical peaks in the isotropic nanodot with simultaneous splitting of its degenerate peaks. Such shifts and their magnitudes are determined both by the degree of anisotropy (i.e. by the ratio between the effective masses), and by the polarization of light. It is pointed out that modern achievements in the creation of ordered semiconductor materials with nanoobjects of different shapes and sizes in nanostructures allows us to consider polarized electromagnetic wave as an effective factor in achieving the desired physical characteristics.

**Key words:** quantum dot, anisotropy, polarized light, absorption coefficient.