

Й.М. СТАХІРА, Р.Й. СТАХІРА

Львівський національний університет ім. Івана Франка
(Вул. Драгоманова, 50, Львів 79005; e-mail: stakhira@electronics.lnu.edu.ua)**МЕХАНІЗМ ФОРМУВАННЯ СПЕКТРІВ
НЕСТАЦІОНАРНОЇ П'ЄЗОФОТОПРОВІДНОСТІ
ШАРУВАТИХ КРИСТАЛІВ**

УДК 621.315.592

Проаналізовано зміни у структурі електронних станів шаруватих кристалів, які зумовлені деформацією зсуву шарів, що здійснюється модульованим низькою частотою зовнішнім тиском. Показано, що така деформація приводить до виникнення надструктури, період якої у напрямку, нормальному до площини шарів, рівний цілому числу товщин шару. Встановлено, що взаємодія електронів з деформаційно збуреним потенціалом призводить до виникнення розривів у дисперсійній залежності енергії від збільшеного вектора, які регулярно розміщені по його величині. Показано, що ця взаємодія спричинює перерозподіл електронів по станах у зонах, який реалізується процесами перекидання. Запропоновано рівняння балансу заселеності станів, проаналізовано його динаміку. Проведено оцінку нестационарної складової коефіцієнта міжзонного поглинання. Показано, що спектр цієї складової має смугастий характер, а фаза гармоніки модуляційної частоти зміщена відносно фази тиску на величину кута, який залежить від енергії кванта світла.

Ключові слова: шаруваті кристали, процеси перекидання, п'єзофотопровідність, міжзонне поглинання.

1. Вступ

Механічне напруження, що створюється зовнішніми зусиллями у напівпровіднику, приводить до певних змін у структурі електронних станів. Унаслідок цього вона може проявлятися у конкретних електронних явищах і властивостях як модулюючий фактор. До таких явищ можна віднести, зокрема, п'єзофотопровідність – складову провідності напівпровідника, яка виникає у результаті спільної дії світла і механічного напруження на електронну систему, і яка пропорційна до добутку інтенсивності світла на механічне напруження [1].

Експериментальні дослідження п'єзофотопровідності напівпровідників шаруватої структури [2–4], які здійснюються в режимі опромінення зразка світлом постійної інтенсивності і модулюючої низькочастотної його деформації, виявили низку нетривіальних властивостей, характерних для такої складової провідності. Зокрема, у діапазоні світлових частот, у якому реалізуються міжзонні переходи, спектри гармонічної складової, частота якої рівна модуляційній, мають осциляційний

характер, що проявляється у регулярному розміщенні у всьому спектральному діапазоні вузьких спектральних інтервалів, у яких реалізується підвищене значення п'єзофотопровідності. Цими дослідженнями була виявлена залежність від енергії кванта світла зсуву фази п'єзофотопровідності відносно фази модулюючого тиску, величина якої могла сягати кута, рівного $\pi/2$. На рис. 1 наведено спектри п'єзофотопровідності кристалів In_4Se_3 і відносно зсуву фази [2], які є ілюстрацією типових властивостей спектрів п'єзофотопровідності шаруватих кристалів.

Загальна оцінка властивостей п'єзофотопровідності та особливостей структури її спектрів засвідчує, що вони не можуть бути зумовлені виключно стаціонарною структурою зон напівпровідника. Очевидно, що визначальну роль у формуванні цих спектрів відіграють процеси генерації і рекомбінації нерівноважних носіїв струму в умовах спільної дії світла і механічного напруження на електронну систему напівпровідника. Розглядаючи цю спільну дію як фактор, що зумовлює комбіноване збурення електронних станів і відповідні міжзонні переходи, відзначимо суттєву роль механічного напруження у динаміці генераційно-

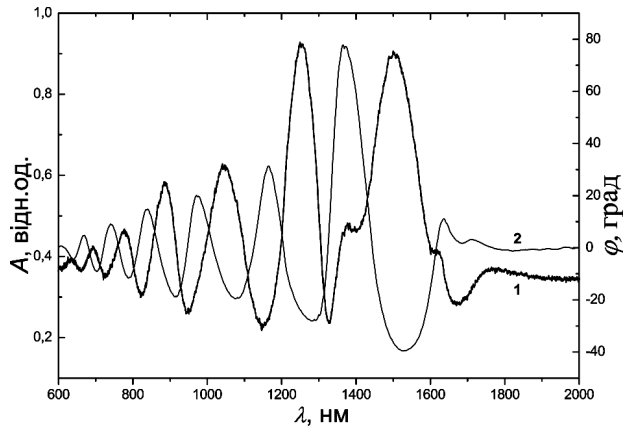


Рис. 1. Спектр п'єзофотопровідності та зсуву фази кристала In_4Se_3 [2]: 1 – амплітуда, 2 – зсув фази

рекомбінаційних процесів. Метою цієї роботи є оцінка можливих змін у структурі електронних станів напівпровідника, які зумовлені деформацією, і на цій основі запропонувати механізм формування спектра нестационарної складової коефіцієнта міжзонного поглинання.

2. Деформація зсуву шарів. Потенціал збурення

Внаслідок анізотропії сил хімічного зв'язку в кристалічній структурі шаруватих кристалів формуються своєрідні структурні утворення у вигляді шарів, між якими реалізуються залишкові механізми взаємодії. Розглядаючи шаруваті кристали як систему слабозаємодіючих плоских наноструктур, обмежимося моделлю деформації цих кристалів такою, що реалізується у вигляді наближення шарів і відносного зсуву між ними без суттєвих змін їх структури. Така деформація залишає незмінною періодичність ґратки у площині шарів (xy), але приводить до значних змін періоду у напрямку, нормальному до площини шарів (вісь z).

Припустимо, що внаслідок дії тиску на кристал, період якого вздовж напрямку z у недеформованому стані d_z^0 збігається з товщиною шару, здійснюється відносний зсув сусідніх шарів без зміни відстані між ними. Нехай зсув здійснюється вздовж довільного напрямку у площині шарів, період у якому дорівнює d_{xy} , на деяку величину $l_n < d_{xy}$. У цьому випадку складова періоду ґратки d_z вздовж нормалі до шарів змінюється і рівна добутку періоду d_z^0 на число n зміщених шарів на сумарну

відстань рівну періоду d_{xy} :

$$d_z = d_z^0 n. \tag{1}$$

У випадку нерівності цілому числу частки $\frac{d_{xy}}{l_n}$ число $n = N \frac{d_{xy}}{l_n}$, у якому N – найменше ціле число, добуток якого на $\frac{d_{xy}}{l_n}$ є цілим числом.

Таким чином, у результаті деформації шаруватого кристала, що реалізується у вигляді відносного зсуву шарів, у кристалі виникає своєрідна надструктура, період якої у напрямку, нормальному до площини шарів, рівний d_z . Величина цього періоду ґратки є дискретною функцією відносного зсуву між шарами і може змінюватись на мінімальну величину, рівну товщині шару.

Деформація зсуву шарів, змінюючи їх рівноважне положення у недеформованому кристалі, спричинює відповідні зміни електронного потенціалу [5, 6]. Враховуючи незмінність структури шарів у процесі деформації, представимо потенціал деформованого кристала як результат накладання на потенціал недеформованого кристала деякого збурення. Таке збурення виникає внаслідок просторового перерозподілу деформацією числа атомів вздовж нормалі до площини шарів, отже, є періодичним і залежним від координати z , період якого рівний d_z .

У випадку деформації, яка здійснюється комбінованим зовнішнім зусиллям, що являє собою сталі застосування зразка, величина якого модулюється гармонічним тиском незначної амплітуди, збурюючий потенціал є залежним від координат і часу. Відповідно, період цього збурення d_z має гармонічну складову модуляційної частоти і є періодичною дискретною функцією часу. При цьому середній проміжок часу, протягом якого період d_z залишається сталим, рівний інтервалу часу за який він збільшується на d_z^0 і, отже, залежить від модуляційної частоти.

Спровокований механічним напруженням збурюючий потенціал, що реалізується у вигляді просторово-часового періодичного поля, створює умови для дифракції електронів і може бути ефективним розсіюючим фактором, що зумовлює певні зміни енергетичної структури зон і у перерозподілі електронів по їх станах. Розглядаючи ці зміни як віртуальні, такі, що виступають проміжними у міжзонних переходах, оцінимо їх роль у формуванні спектрів власного поглинання світла.

3. Модуляція структури електронних станів деформацією зсуву шарів

Відносний зсув шарів внаслідок залишкового характеру взаємодії між ними не може привести до виникнення значних механічних напружень у кристалі і, отже, не може суттєво вплинути на структуру електронних станів [6, 7]. Враховуючи цю обставину, проаналізуємо можливі зміни у структурі електронних станів та їх заселеності, які реалізуються в результаті деформації зсуву шарів комбінованим низькочастотним гармонічним тиском. При цьому обмежимося найпростішою моделлю зон недеформованого кристала, в межах яких реалізується параболічний закон дисперсії.

Враховуючи незмінність розмірів кристала у процесі деформації зсуву шарів, представимо потенціал збурення як різницю потенціалів деформованого і недеформованого кристалів. Основною властивістю такого збурення є його періодична залежність від координати z , період якого дорівнює d_z . Причиною, яка призводить до змін у структурі електронних станів недеформованого кристала, є взаємодія електронів з періодичним одномірним збуренням потенціалу, породженим зсувом шарів. На основі оцінки результатів безпосередніх обчислень матричних елементів збурень, породжених постійними зовнішніми тисками, можна зробити висновок, що деформація зсуву шарів практично не змінює структуру зон $\varepsilon_0(\mathbf{k})$ недеформованого кристала. Основні зміни стосуються окремих станів, хвильові вектори яких мають k_z компоненти, рівну цілому числу величин π/d_z . Внаслідок виродження цих станів у дисперсійній залежності енергії від k_z компоненти хвильового вектора, величина якого дорівнює

$$k_z = \frac{\pi}{d_z} g = k_g \quad (g = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (2)$$

реалізуються розриви

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon_0(\mathbf{k}) \pm |V_g| \delta_{k_z, k_g}, \quad (3)$$

де V_g – амплітуда фур'є-розкладу потенціалу, δ_{k_z, k_g} – символ Кронекера. Таким чином, внаслідок деформації зсуву шарів у енергетичній структурі зон виникають своєрідні критичні точки, енергетичне положення яких може задаватись зовнішнім зусиллям.

У випадку деформації зовнішнім зусиллям, величина якого має гармонічну складову низької частоти Ω і відносно малу амплітуду l_0 , величина вектора q має дві складові:

$$q = q_s + q_0 \sin(\Omega t), \quad (4)$$

де $q_s = \frac{2\pi}{d_z} \frac{l_s}{d_{xy}}$, $q_0 = \frac{2\pi}{d_z} \frac{l_0}{d_{xy}}$, l_s – відносний зсув між шарами, який зумовлений постійним тиском. Враховуючи цю обставину, розглянемо динаміку заселеності заданого енергетичного рівня, яка виникає у результаті деформації зсуву шарів низькочастотним гармонічним тиском. Допускається, що у межах цієї зони реалізується параболічний закон дисперсії, а зона Бріллюена – куб зі стороною $2K_0 = \frac{2\pi}{d_z}$.

Безпосередньою причиною перерозподілу електронів по станах зони є їх взаємодія з періодичним одномірним збуренням, хвильовий вектор якого має відмінну від нуля тільки одну компоненту, рівну $\frac{2\pi}{d_z}$. У результаті цієї взаємодії відповідно до закону збереження квазіімпульсу, змінюється k_z компонента хвильового вектора електрона і реалізуються нормальні, або процеси перекидання. Останні, як відомо, є ефективним чинником встановлення квазірівноважного стану електронної системи і можуть бути причиною перерозподілу електронів по енергетичних станах.

Розглянемо динаміку заселеності ізоенергетичної, повністю заповненої енергетичної поверхні, радіуса k , яка реалізується унаслідок розсіювання на збурюючому потенціалі, хвильовий вектор якого q забезпечує виникнення процесів перекидання. Число електронів, які покидають таку поверхню для заданого оберненого вектора q , пропорційне до площі сегмента, стріла якого дорівнює $k - \chi$. Величина вектора $\chi = K_0 - q$ рівна найменшій k_z компоненті хвильового вектора, який зазнає процесу перекидання.

Зменшення заселеності ізоенергетичної поверхні, що розглядається, частково компенсується переходами на неї електронів інших енергетичних станів. Число таких переходів, що регламентується принципом відповідності і законом збереження квазіімпульсу, забезпечує певний рівень балансу заселеності S_1 ізоенергетичної поверхні, яка розглядається:

$$S_1 = 2\pi[(\eta - k)^2 - (\eta - k) \times \sqrt{\eta^2 + \chi^2 - 2\eta k} - k(k - \chi)], \quad (5)$$

у якому $\eta = 2K_0 - q$.

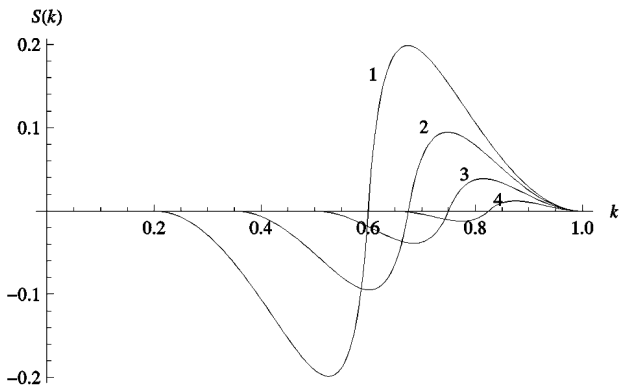


Рис. 2. Залежність відносної зміни заселеності ізоенергетичної сферичної поверхні від хвильового вектора: 1 - $q_s = 0,8$; 2 - $q_s = 0,65$; 3 - $q_s = 0,5$; 4 - $q_s = 0,65$

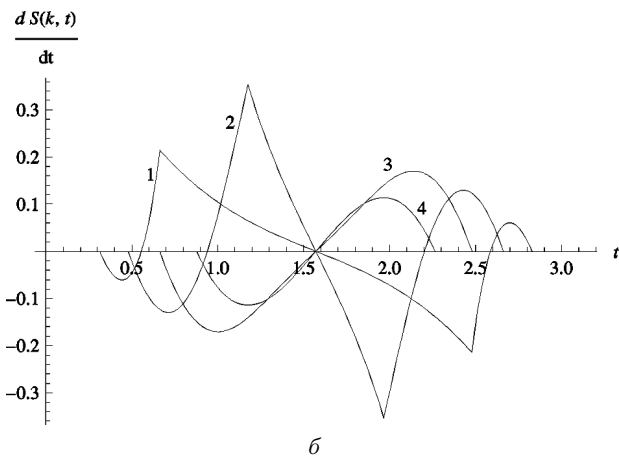
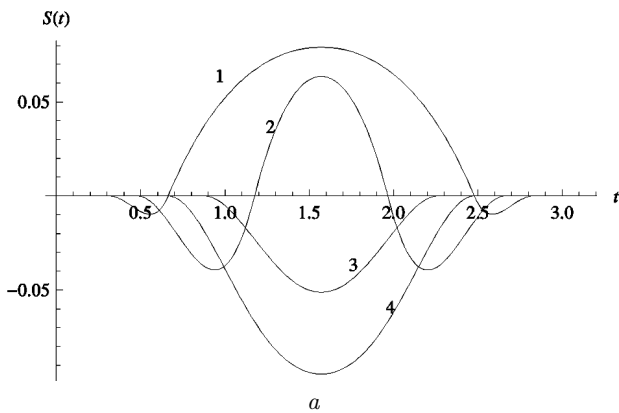


Рис. 3. Залежність відносної зміни заселеності (а) та її похідної від часу (б): 1 - $q_0 = 0,8$; 2 - $q_0 = 0,7$; 3 - $q_0 = 0,6$; 4 - $q_0 = 0,5$

При заданих величинах q і K_0 повна компенсація переходів реалізується для ізоенергетичної поверхні, радіус якої $k = \eta/2$. Відповідно, процеси перекидання призводять до зростання рівня заселеності всіх поверхонь, радіуси яких $k > \eta/2$, а баланс їх заселеності визначається аналогічними виразами

$$S_2 = 2\pi \left[(\eta - k)(\eta - k - \chi) - k^2 + k\sqrt{2\eta k + \chi^2 - \eta^2} \right]. \quad (6)$$

Відносна зміна заселеності станів ізоенергетичної сферичної поверхні довільного радіуса k внаслідок процесів перекидання описується рівнянням

$$S(k, t) = 2\pi \left\{ \left[\eta^2 - (2\eta - \chi)k + (k - \eta) \times \sqrt{\eta^2 + \chi^2 - 2\eta k} \right] \Theta(k - \chi) [1 - \Theta(k - \eta/2)] + \left[\eta^2 - \chi\eta - (2\eta - \chi)k + k\sqrt{2\eta k + \chi^2 - \eta^2} \right] \times \Theta(k - \eta/2) [1 - \Theta(k - k_0)] \right\}, \quad (7)$$

у якому $\Theta(k)$ - функції Хевісайда задають відповідні інтервали хвильових векторів. На рис. 2 наведено залежність відносної зміни заселеності ізоенергетичної поверхні від величини хвильового вектора для декількох значень q_s .

Таким чином, процеси перекидання приводять до встановлення певного балансу у заселеності електронних станів ізоенергетичних поверхонь, який визначається їх радіусами k . У цьому випадку відносна зміна заселеності ізоенергетичних поверхонь залежить від часу і ϵ , як це впливає із виразу (7), складною періодичною функцією часу. Конкретний вигляд цієї залежності визначається співвідношенням радіуса ізоенергетичних сферичних поверхонь і амплітуди вектора q . На рис. 3 наведено залежність відносної заселеності різних ізоенергетичних сфер та їх похідних від часу для заданих амплітуд гармонічної складової вектора q_0 .

4. Нестационарна складова коефіцієнта міжзонного поглинання

Перейдемо до оцінки спектра нестационарної складової коефіцієнта міжзонного поглинання світла,

яка виникає внаслідок низькочастотної деформації зсуву шарів. При цьому обмежимося простою структурою зон недеформованого кристала, що не є критичним для такої оцінки, і знехтуємо інтенсивністю зворотних міжзонних переходів. Безпосередньою причиною змін коефіцієнта міжзонного поглинання світла недеформованого кристала за умов, які розглядаються, є виникнення у структурі зон своєрідних критичних точок і перерозподіл електронів по станах цих зон. Ці зміни, зумовлені механічним напруженням, що виникає у кристалі внаслідок зсуву шарів, які реалізуються у вигляді послідовних короткочасових імпульсів, розглядаються тут як віртуальні [8], проміжні у міжзонних переходах.

У межах запропонованої моделі кількість міжзонних переходів, що здійснюється за одиницю часу, є результатом двох процесів: квантовомеханічних переходів електронів валентної зони, які здійснюються зі сталою швидкістю і повільного, класичного, що задає зміну у часі числа електронів, здатних до таких переходів. Відповідно, коефіцієнт поглинання світла $\alpha(\omega, t)$ частоти ω з урахуванням структури $S(k, t)$, запишемо у вигляді

$$\alpha(\omega, t) = C \int W_0(k) \left[1 + S(k, t) + \Delta t_i \frac{\partial S(k, t)}{\partial t} \right] d\tau_k, \quad (8)$$

де $W_0(k)$ – імовірність міжзонних переходів, Δt_i – інтервали часу, протягом яких $S(k, t) \neq 0$, C – стала.

Нестационарна складова коефіцієнта поглинання $\alpha_s(\omega, t)$

$$\alpha_s(\omega, t) = C \int W_0(k) \left[S(k, t) + \Delta t_i \frac{\partial S(k, t)}{\partial t} \right] d\tau_k, \quad (9)$$

має доволі складну часову залежність, яка зумовлена часовим співмножником $S(k, t) + \Delta t_i \frac{\partial S(k, t)}{\partial t}$, який суттєво впливає на її залежність від енергії кванта світла. Практичний інтерес становлять гармонічні складові функції $\alpha_s(\omega, t)$, зокрема структура їх спектрів. Розкладемо у ряд Фур'є часовий співмножник $S(k, t) + \Delta t_i \frac{\partial S(k, t)}{\partial t}$ і отримаємо вирази для амплітуд ортогональних складових гармоніки, частота якої дорівнює Ω .

Амплітуда синфазної складової $\mathcal{I}_s(k)$, як це впливає з структури часовозалежного співмножника, не залежить від швидкості зміни заселеності і, відповідно, може бути представлена у вигляді суми інтегралів $\mathcal{I}_{s_i}(k)$:

$$\mathcal{I}_s = \frac{1}{\pi} \sum_i \int_{\theta_{0i}}^{\theta_{mi}} S(k, \theta) \sin(\theta) d\theta, \quad (10)$$

границі яких θ_{0i} і θ_{mi} визначають інтервали у межах $0 - 2\pi$, у яких $S(k, t) \neq 0$ і має відповідну функціональну залежність від часу для заданого хвильового вектора k .

Амплітуду зміщеної за фазою на $\pi/2$ гармоніки обчислимо як середнє значення відповідних інтегралів:

$$\mathcal{I}_{as}(k) = \frac{1}{\pi} \sum_i \theta_i(k) \int_{\theta_{0i}}^{\theta_{mi}} \frac{\partial S(k, \theta)}{\partial \theta} \cos(\theta) d\theta, \quad (11)$$

у якій $\theta_i(k)$ – відповідне значення кута у заданих границях інтегралів. Враховуючи рівність у розглядуваних границях інтегралів

$$\Omega \int_{\theta_{0i}}^{\theta_{mi}} S(k, \theta) \sin(\theta) d\theta = \int_{\theta_{0i}}^{\theta_{mi}} \frac{\partial S(k, \theta)}{\partial \theta} \cos(\theta) d\theta, \quad (12)$$

запишемо $\mathcal{I}_{as}(k)$ у вигляді

$$\mathcal{I}_{as}(k) = \sum_i \Omega \theta_i(k) \mathcal{I}_{s_i}(k). \quad (13)$$

Зазначимо, що внаслідок ірраціональності окремих доданків підінтегральних функцій, інтеграли (10) і (11) мають доданки у вигляді еліптичних інтегралів [9].

Інтегрування виразу (9) з урахуванням залежності величин $\mathcal{I}_s(k)$ і $\mathcal{I}_{as}(k)$ від хвильового вектора і типу оптичних переходів дозволяє представити гармоніку частоти Ω нестационарної складової коефіцієнта поглинання у вигляді

$$\alpha(\omega) = \alpha_s^0(\omega_g) \sin(\Omega t + \varphi), \quad (14)$$

у якому $\omega_g = \frac{1}{\hbar}(\hbar\omega - E_g - 2V_g)$, $\text{tg } \varphi = \frac{\mathcal{I}_s(\omega_g)}{\mathcal{I}_{as}(\omega_g)}$, де E_g – ширина забороненої зони. Таким чином, структура спектра нестационарної складової коефіцієнта поглинання формується відповідними змінами енергетичної структури зон недеформованого

кристала і процесами перекидання, які зумовлені деформацією зсуву шарів. З точки зору структури цієї складової кардинальне значення має не тривіальна залежність зсуву фази $\varphi(\omega)$ від енергії квантів світла. Енергетична залежність зсуву фази $\varphi_k(\omega)$ від енергії кванта в своїй основі є відображенням складної динаміки заселеності енергетичних рівнів, породженої процесами перекидання.

Таким чином, структура спектрів ортогональних складових гармоніки $\alpha_s(\omega)$ синфазної $\alpha_s^I(\omega_g)$ і зміщеної по фазі $\alpha_s^{II}(\omega_g)$ зумовлена функціональною залежністю амплітуди $\alpha_s^0(\omega)$ і фази $\varphi_k(\omega_g)$ від енергії кванта. Представляючи їх у вигляді

$$\alpha_s^I = \alpha_s^0 \cos(\varphi), \quad \alpha_s^{II} = \alpha_s^0 \sin(\varphi), \quad (15)$$

зазначимо, що таке співвідношення між спектрами ортогональних складових було одержано експериментально для синфазної і зміщеної по фазі компонент п'єзофотопровідності кристалів In_4Se_3 [3].

5. Висновки

Запропонована модель формування спектра нестаціонарної складової коефіцієнта поглинання ґрунтується на зіставленні зонних структур деформованого і недеформованого кристалів. При цьому визначальною причиною, що приводить до певних змін структури електронних станів, є деформація зсуву шарів, дія якої еквівалентна зміні періоду ґратки вздовж нормалі до площини шарів. Породжені механічним напруженням зміни у структурі електронних станів шаруватих кристалів є незначними і блокуються фундаментальними електронними властивостями кристала. Ці зміни, які реалізуються у вигляді скачків у дисперсійній залежності енергії від хвильового вектора, k_z компонента якого рівна цілому числу величини π/d_z , проявляються як особливі точки комбінованої густини станів. Відповідно, вони можуть явно проявлятися в структурі спектрів міжзонного поглинання, в першу чергу таких кристалів, шарові пакети яких мають відносно велику товщину.

Ідентифікація таких особливостей експериментальними дослідженнями вимагає використання методик, характерних для модуляційної спектроскопії [10, 11]. П'єзофотопровідність, як аналог модуляційної спектроскопії фотопровідності, охоплює широке коло фізичних процесів і тому мо-

же виявитись ефективним методом дослідження електронних властивостей шаруватих напівпровідників.

1. Й.М. Стахира, Р.Й. Стахира, Жур. Фіз. Досл. **2**, 3 (1998).
2. J.M. Stakhira, R.J. Stakhira, and V.P. Savchyn, Ukr. Fiz. Zh. **50**, 6 (2005).
3. Y. Stakhira, and R. Stakhira, Journal of Physical Studies **11**, 2 (2007).
4. Р.Й. Стахира, Г.Д. Данилюк, Я.М. Фіяла, Нові технології **27**, 1 (2010).
5. M. Sznajder, K. Rushchanskii, L. Kharkhalis *et al.*, PSS(b) **243**, (2006).
6. D.M. Bercha, K. Rushchanskii, I.V. Slipukhina *et al.*, Cond. Matt. Phys. **229**, 6 (2003).
7. М.С. Бродин, И.В. Блонский, *Экситонные процессы в слоистых кристаллах* (Наукова думка, Киев, 1986).
8. Л. Шифф, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1957).
9. М. Абрамовиц, И. Стегун, *Справочник по специальным функциям* (Наука, Москва, 1979).
10. R. Sensarma, K. Sengupta, and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **84**, 8 (2011).
11. A. Tokuno, and T. Giamarchi, e-print arXiv:1101.2469v2 (2011).

Одержано 27.02.2013

И.М. Стахира, Р.И. Стахира

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ СПЕКТРОВ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ПЬЕЗОФОТОПРОВОДИМОСТИ СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ

Резюме

Проанализированы изменения в структуре электронных состояний в слоистых кристаллах, обусловленные деформацией сдвига слоёв, которая возникает вследствие приложения внешнего давления промодулированного низкой частотой. Показано, что вследствие такой деформации возникает сверхструктура, период которой равен целому числу толщин слоя. Установлено, что взаимодействие электронов с деформационно возбуждённым потенциалом вызывает возникновение разрывов в дисперсионной зависимости энергии от волнового вектора, которые регулярно размещены по его величине. Показано, что такое взаимодействие вызывает перераспределение электронов по состояниям в зонах, которое реализуется процессами переброса. Предложено уравнение баланса заселённости состояний и проанализирована его динамика. Проведена оценка нестационарной составляющей коэффициента междузонного поглощения, показано, что спектр этой составляющей представляет собой набор полос, а гармоника модуляционной частоты смещена относительно фазы давления на угол, значение которого зависит от энергии кванта света.

Y.M. Stakhira, R.Y. Stakhira

MECHANISM OF NON-STATIONARY
PIEZOPHOTOCONDUCTIVITY SPECTRUM
FORMATION IN LAYERED CRYSTALS

S u m m a r y

Changes in the structure of electron states in layered crystals caused by a shear deformation of layers under the action of an external low-frequency modulated pressure have been analyzed. It is shown that the strain generates a superstructure with a period in the direction perpendicular to the layers, being

a multiple of the layer thickness. The interaction of electrons with the strain-perturbed potential gives rise to the appearance of regularly located gaps in the energy dependence on the wave vector and results in a redistribution of electrons over the band states by means of Umklapp processes. A balance equation for the population of states is proposed, and its dynamics is analyzed. The non-stationary component of the interband absorption coefficient is estimated. The spectrum of this component is shown to have a band-like character, with the harmonic at the modulation frequency being shifted in phase with respect to the pressure phase by an angle depending on the light quantum energy.