JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 7, No. 3 (2003) p. 318–323

ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ТА ЕФЕКТ ХОЛЛА ШАРУВАТИХ КРИСТАЛІВ In_4Se_3

В. П. Савчин[1], Й. М. Стахіра[1], Л. С. Демків[1], Т. М. Демків[2]
[1] *Львівський національний університет імені Івана Франка, кафедра фізики напівпровідників вул. Драгоманова, 50, 79005, м. Львів*
[2] *Львівська державна академія ветеринарної медицини імені С. З. Гжицького вул. Пекарська, 50, м. Львів*
(Отримано 13 березня 2003 р.)

Теоретично розраховано температурні залежності рівня Фермі, електропровідности та коефіцієнта Холла для шаруватого кристала In_4Se_3 залежно від концентрації донорної й акцепторної домішок, з'ясовано умови виникнення багаторазових інверсій коефіцієнта Холла. Показано, що у кристалах In_4Se_3 співіснують локалізовані стани різної природи: локалізовані стани, пов'язані з наявністю домішок та дефектів, і локалізовані стани, зумовлені динамічним розпорядкуванням кристала.

Ключові слова: шаруватий кристал, зонна структура, коефіцієнт Холла, локалізований стан.

PACS number(s): 72.20, 71.55.Ht

I. ВСТУП

Монокристали In_4Se_3, які завдяки шаруватій структурі відзначаються сильною анізотропією фізичних властивостей, привертають увагу дослідників передусім можливостями практичного застосування у пристроях функціональної електроніки.

Сполука In_4Se_3 кристалізується в ромбічній сингонії ($a = 15.296$ Å, $b = 12.308$ Å, $c = 4.0806$ Å, просторова група P_{nnm} [1]). Кристали In_4Se_3 утворюються паралельними до осі c і спрямованими перпендикулярно до осі a ланцюжками, які складені у два трансляційно-неінваріянтні шари. Шарувата структура є ґофрованою і складається з нескінченних неплоских шарів-молекул з ослабленим міжмолекулярним зв'язком. Особливістю кристалів субселеніду індію є те, що їх вирощують методом Чохральського з розплав-розчину, що містить надстехіометричний індій (до 10 ат.%), який виступає як розчинник. Уведення додатково в розплав-розчин міді (до 3.5 ат.%) забезпечує їх інтеркалювання [2].

Сукупність експериментального матеріялу щодо структурних особливостей кристала In_4Se_3 вказує на те, що для нього властиве унікальне поєднання декількох факторів — ефекту шаруватости, який проявляється в реалізації динамічного розпорядкування через певну індивідуальність структурних шарів [3] і може привести до виникнення колективних електрон–фононних станів за умови сильного зв'язку електронних збуджень з коливаннями шарів [4,5], та самоорганізації, завдяки якій може досягатися такий рівноважний розподіл кластерів дефектів, що відбувається їх спонтанне упорядкування, тобто утворюється надструктура [6].

Монокристалам In_4Se_3 властива значна анізотропія кінетичних коефіцієнтів і складні температурні залежності, незвичність яких проявляється, зокрема, у можливості багаторазових інверсій коефіцієнтів Холла та термо-е.р.с. [7]. Загалом, температурна залежність електропровідности монокристалів In_4Se_3 описується виразом:

$$\sigma(T) = \sigma_{01}\exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{2k_0T}\right) + \sigma_{02}\exp\left(-\frac{\varepsilon_2}{2k_0T}\right) \qquad (1)$$

$$+\sigma_{03}\exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right] + \sigma_{04}\exp\left[-\left(\frac{T_0^{(\Delta)}}{T}\right)^{1/2}\right],$$

де k_0 — стала Больцмана, ε_1, ε_2 — енерґії активації в ділянці зонної провідности відповідно при $T > T_1$ і $T_1 > T > T_2$ (T_1 і T_2 — межі температурного інтервалу $\sigma(T)$ з енерґією активації ε_2). Третій член зумовлений стрибковою провідністю зі змінною довжиною стрибка по локалізованих станах (ЛС) на рівні Фермі [8], а четвертий — наявністю кулонівської щілини в енерґетичному спектрі ЛС [9].

У цій статті ми узагальнили результати досліджень електрофізичних властивостей монокристалів In_4Se_3 та проаналізували їх у взаємозв'язку з їхніми структурними особливостями, зокрема вивчили умови виникнення додаткових інверсій температурних залежностей коефіцієнта Холла та дослідили особливості розподілу ЛС.

II. УМОВИ ВИНИКНЕННЯ БАГАТОРАЗОВИХ ІНВЕРСІЙ КОЕФІЦІЄНТА ХОЛЛА

Уважаючи, що багаторазові інверсії на температурних залежностях коефіцієнтів Холла $R_x(T)$ та термо-е.р.с. $\alpha(T)$ наявні в ділянці зонної провідности, ми провели чисельні розрахунки залежностей $\sigma(T)$ та $R_x(T)$, для яких використали зонну структуру

In_4Se_3, розраховану в роботах [10, 11]. Зона провідности In_4Se_3 складається з двох підзон, розділених енерґетичним проміжком $\Delta\varepsilon_n = 0.11\,$еВ. Нижня ε_{n1} локалізована в центрі зони Бріллюена (точка Γ), верхня ε_{n2} — у точці Z. Валентна зона також складається з верхньої (ε_{p1}) та нижньої (ε_{p2}) підзон з енерґетичним проміжком між ними $\Delta\varepsilon_p = 0.05\,$еВ. Ширина забороненої зони $\varepsilon_g = 0.64\,$еВ.

Згідно з [10,11], нижня підзона зони провідности та верхня підзона валентної зони описуються законом дисперсії $\varepsilon(\mathbf{k})$:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = -A_x k_x^2 - A_y k_y^2 - A_z k_z^2 + B_x k_x^4 + B_y k_y^4 + B_z k_z^4 + C, \tag{2}$$

де для підзони ε_{n1} провідности:
$A_{xn1} = 1.348 \cdot 10^{-18}\,$еВ·м^2, $A_{yn1} = 1.996 \cdot 10^{-18}\,$еВ·м^2, $A_{zn1} = 5.245 \cdot 10^{-20}\,$еВ·м^2, $B_{xn1} = 2,697 \cdot 10^{-35}\,$еВ·м^4, $B_{yn1} = 2.092 \cdot 10^{-35}\,$еВ·м^4, $B_{zn1} = 8.452 \cdot 10^{-37}\,$еВ·м^4, $C = 0\,$еВ;
а для підзони ε_{p1} валентної зони:
$A_{xp1} = 5.445 \cdot 10^{-19}\,$еВ·м^2, $A_{yp1} = 6.911 \cdot 10^{-19}\,$еВ·м^2, $A_{zp1} = 5.68 \cdot 10^{-19}\,$еВ·м^2, $B_{xp1} = 5.87 \times 10^{-36}\,$еВ·м^4, $B_{yp1} = 7.106 \cdot 10^{-36}\,$еВ·м^4, $B_{zp1} = 3.799 \cdot 10^{-37}\,$еВ·м^4, $C = 0.64\,$еВ.

За точку відліку енерґії вибрано положення зони ε_{n1} у центрі зони Бріллюена.

Для спрощення розрахунків підзони ε_{n1} та ε_{p1} вважали ізотропними виду $\varepsilon_i = -A_{xi}k_x^2 + B_{xi}k_x^4$, $i = n1$, $p1$, а підзони ε_{n2} та ε_{p2} ізотропними та параболічними з ефективними масами носіїв $m_{p2} = 0.05\,m_0$ [11], $m_{p2} = 0.4\,m_0$ відповідно. Розрахунок проводили для ділянки зонної провідности, вважаючи, що домішкові рівні повністю йонізовані. За таких умов рівняння електронейтральности має вигляд:

$$n_1 + n_2 + N_a = p_1 + p_2 + N_d, \tag{3}$$

де

$$n_1 = C_{n1} \exp\left(\xi \big/ k_0 T\right)$$

— концентрація електронів у непараболічній підзоні зони провідности ε_{n1};

$$n_2 = N_{n2} \exp\left((\xi - \Delta\varepsilon_n)\big/ k_0 T\right)$$

— концентрація електронів у параболічній підзоні провідности ε_{n2};

$$p_1 = C_{p2} \exp\left(-(\xi + \varepsilon_g)\big/ k_0 T\right)$$

— концентрація дірок у непараболічній валентній підзоні ε_{p1};

$$p_2 = N_{p2} \exp\left(-(\xi + \varepsilon_g + \Delta\varepsilon_p)\big/ k_0 T\right)$$

— концентрація дірок у параболічній підзоні валентної зони ε_{p2};

N_a і N_d — концентрації донорних та акцепторних рівнів; ξ — рівень Фермі;

$$N_{n2} = \frac{(2m_{n2}k_0T)^{3/2}}{3\pi^{3/2}\hbar^3}, \quad N_{p2} = \frac{(2m_{p2}k_0T)^{3/2}}{3\pi^{3/2}\hbar^3},$$

а величини C_{n1} та C_{p1} є інтеґралами

$$C_{n1} = \frac{2}{\pi}\int \exp\left(-\frac{\varepsilon_{n1}(k)}{k_0T}\right) dk$$

і

$$C_{p1} = \frac{2}{\pi}\int \exp\left(-\frac{\varepsilon_{p1}(k) + \varepsilon_g}{k_0T}\right) dk,$$

які обчислювались чисельно методом Ґаусса.

Розв'язок рівняння (3) дає вираз для температурної залежности рівня Фермі

$$\xi\,(T) = k_0 T \ln\left(\frac{-d + \sqrt{d^2 + 4ac}}{2a}\right), \tag{4}$$

де

$$d = C_{n1} + \exp\left(-\varepsilon_{n1}/k_0T\right),$$
$$b = N_a - N_d,$$
$$c = -\left[2C_{p1} + N_{p2}\exp(-\varepsilon_{p1}/k_0T)\right]\exp(-\varepsilon_g/k_0T).$$

Провідність σ є сумою парціяльних провідностей усіх підзон:

$$\sigma(T) = \sigma_{n1} + \sigma_{n2} + \sigma_{p1} + \sigma_{p2}, \tag{5}$$

де σ_{n1} і σ_{n2} — парціяльні провідності відповідно непараболічної ε_{n1} та параболічної підзон ε_{n2} провідности, а σ_{p1} і σ_{p2} — парціяльні провідності валентних підзон ε_{p1} і ε_{p2} відповідно. Парціяльні провідності підзон мають вигляд:

$$\sigma_{n1} = -\frac{2e^2\tau_0}{3\pi^2\hbar^2\left(k_0T\right)^2}\int\left(-A_{xn}k + 2B_{xn}k^3\right)^3 \times \exp\left(\frac{\xi - \varepsilon_{n1}(k)}{k_0T}\right) dk,$$

$$\sigma_{n2} = \frac{2\tau_0 e^2}{3\pi^2 m_{n2}}\exp\left(\frac{\xi - \Delta\varepsilon_n}{k_0T}\right), \tag{6}$$

$$\sigma_{p1} = -\frac{2e^2\tau_0}{3\pi^2\hbar^2 \left(k_0T\right)^2} \int \left(-A_{xp}k + 2B_{xp}k^3\right)^3 \times \exp\left(-\frac{\xi + \varepsilon_{p1}(k)}{k_0T}\right) dk,$$

$$\sigma_{p2} = \frac{2\tau_0 e^2}{3\pi^2 m_{p2}} \exp\left(-\frac{\xi + \varepsilon_g + \Delta\varepsilon_p}{k_0T}\right).$$

У наших розрахунках ми прийняли, що основним механізмом розсіяння є розсіяння на акустичних фононах, для якого $\tau(k) = \tau_0 \frac{1}{k_0T}\frac{1}{k^2}\frac{\partial\varepsilon}{\partial k}$ [12], де $\tau_0 = \frac{\pi\hbar\rho v_0^2}{E_1^2}$, а густина $\rho = 6.17\,\text{г/см}^3$, швидкість звуку в кристалі $v = 2645\,\text{м/с}$, константа потенціялу деформації $E_1 = 10\,\text{eB}$.

Відповідно коефіцієнт Холла R_x можна записати як:

$$R_x(T) = \frac{a_r}{e\sigma^2}\left(-\frac{\sigma_{n1}^2}{n_1} - \frac{\sigma_{n2}^2}{n_2} + \frac{\sigma_{p1}^2}{p_1} + \frac{\sigma_{p2}^2}{p_2}\right), \qquad (7)$$

де Холл-фактор a_r для розсіяння на акустичних фононах дорівнює 1.18.

Результати розрахунків температурних залежностей рівня Фермі $\xi(T)$, електропровідности $\sigma(T)$ та коефіцієнта Холла $R_x(T)$ для різних концентрацій легуючих домішок наведено на рис. 1.

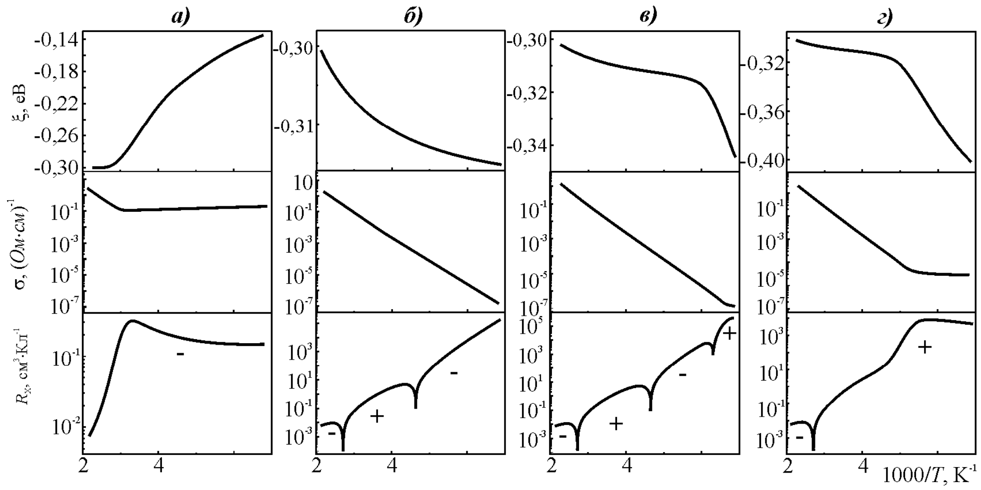

Рис. 1. Температурні залежності рівня Фермі $\xi(T)$, електропровідности $\sigma(T)$ та коефіцієнта Холла R_x(T) для $N_d = 5\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ і різних концентрацій акцепторів: *а*) $N_a = 0$, *б*) $N_a = N_d$; *в*) $N_a - N_d = 5\cdot10^{8}$ см$^{-3}$, *г*) $N_a - N_d = 5\cdot10^{10}$ см$^{-3}$.

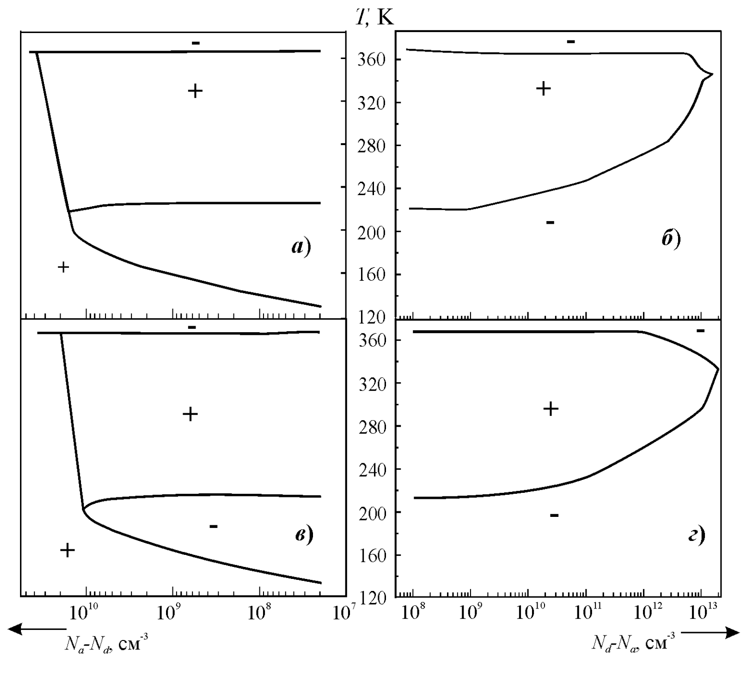

Рис. 2. Залежність температур інверсій на $R_x(T)$ від різниці концентрації донорної N_d та акцепторної N_a домішок для: *а*) $N_d = 0$; *б*) $N_a = 0$; *в*), *г*) $N_d = 5\cdot10^{14}$ см$^{-3}$.

У випадку рівности концентрацій донорної та акцепторної домішок ξ слабо залежить від температури і знаходиться поблизу середини забороненої зони (рис. 1, б. Для $N_a \ll N_{d\xi}$ з пониженням температури наближається до зони провідности (рис. 1, а), а для $N_d < N_a$ — до валентної зони (рис. 1, в, г). Таким чином, температурна залежність ξ для нескомпенсованих зразків має суттєво немонотонний хід. Для n-In_4Se_3 з підвищенням температури $\xi(T)$ переходить через мінімум (рис. 1, а), оскільки при низьких температурах рівень Фермі визначається конкуренцією ε_{n1} і ε_{p1} підзон, а при високих — відповідно ε_{n2} і ε_{p1} підзон. Причому в околі мінімуму домінуючим є вплив дірок непараболічної підзони ε_{p1}. При концентрації акцепторних рівнів, більшій за донорну ($N_a > N_d$), переважаючий вплив підзон ε_{p1} та ε_{p2} проявляється в наближенні ξ до валентної зони з підвищенням температури (рис. 1, г).

На кривих $\sigma(T)$ в ділянці власної провідности спостерігаємо наявність двох ділянок, які зумовлені різною величиною внесків підзон у сумарну електропровідність. Очевидно, зі зростанням температури спочатку переважає внесок непараболічних підзон, потім — параболічних. Для значної концентрації донорної домішки низькотемпературний злам не проявляється (рис. 1, а) через переважаючий вплив параболічної підзони зони провідности.

Для концентрації йонізованих донорів $\sim 10^{15}$ см$^{-3}$ R_x від'ємний у всьому температурному діяпазоні (рис. 1, а), що зумовлено переважаючим впливом підзони ε_{n2}, носії якої мають високу рухливість. У випадку сильної компенсації ($K = N_a/N_d \approx 1$) конкуренція непараболічних підзон зумовлює подвійну інверсію коефіцієнта Холла (рис. 1, б), а для $N_aN_d = 5 \cdot 10^8$ см$^{-3}$ спостерігається потрійна інверсія R_x (рис. 1, в). Для $N_a > N_d$ відбувається зміна знака R_x з від'ємного на додатний в ділянці температур, для яких спостерігається високотемпературна зміна нахилу кривих електропровідности (рис. 1, г).

Таким чином, результати розрахунків показали, що форма кривих $R_x(T)$ та наявність інверсій на них залежить від ступеня компенсації. У зв'язку з цим ми дослідили умови, за яких реалізуються додаткові інверсії коефіцієнта Холла, і встановили відповідні співвідношення між концентраціями донорів і акцепторів. Результати розрахунків залежности температур інверсій R_x від різниці концентрацій донорної та акцепторної домішок наведено на рис. 2. Триразову зміну знака R_x для заданих параметрів підзон спостерігається за умови $N_aN_d = 10^7 \div 10^{10}$ см$^{-3}$ (рис. 2, а, в). За переважання донорної домішки над акцепторною до $4 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ відбувається подвійна інверсія R_x (рис. 2, б, г). При подальшому зростанні N_d n-тип провідности спостерігаємо у всьому температурному діяпазоні. Багаторазова зміна знака на залежності $R_x(T)$ зумовлена немонотонною зміною внеску непараболічних підзон зі зміною температури.

Слід зауважити, що значення температур інверсії R_x сильно залежать від параметрів як непараболічних підзон, так і параболічних, зокрема таких, як проміжки $\Delta\varepsilon_n$ і $\Delta\varepsilon_p$ та ефективні маси носіїв заряду в них. У зв'язку з цим ефективну масу дірок m_{p2} ми вибирали з огляду на найкращу відповідність теоретично розрахованих залежностей експериментальним даним. Однак на повну відповідність з експериментом не слід сподіватися з огляду хоча б на те, що для спрощення розрахунків ми обмежились моделлю ізотропних підзон. Отримані результати мають швидше якісний характер, указуючи лише на можливі причини додаткових інверсій на залежності $R_x(T)$.

III. ПРОВІДНІСТЬ ПО ЛОКАЛІЗОВАНИХ СТАНАХ

У ділянці низьких температур у кристалах In_4Se_3 домінує стрибковий механізм перенесення заряду зі змінною довжиною стрибка [13]. Залежність $\sigma(T)$ описується законом Мотта (третій доданок у виразі (1), у якому $T_0 = \beta/\left(k_0 N_F a^3\right)$, a — радіус локалізації, N_F — густина ЛС, $\beta = 21.2$ для 3-D випадку [14]). Оптимальну ширину смуги ЛС $\Delta\varepsilon$ визначали за формулою

$$\Delta\varepsilon = \left[\left(k_0 T\right)^3 / \left(N_F a^3\right)\right]^{1/4},$$

а концентрацію ЛС N_t в околі рівня Фермі оцінювали за виразом $2\Delta\varepsilon N_F$ [14].

Вимірювання електропровідности серії зразків в ділянці стрибкової провідности вздовж трьох головних кристалографічних напрямів виявили анізотропію, яка відчутно проявляється на залежностях $\sigma(T)$ при перенесенні заряду вздовж і перпендикулярно до шарів кристала та залежить від концентрації вільних носіїв заряду n (рис. 3). Температури переходу до стрибкової провідности із змінною довжиною стрибка T_F та параметри $\Delta\varepsilon$ і N_t для зразків з різною концентрацією n наведені в таблиці.

Для кристалів з $N_t < 1 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ нахили температурних залежностей електропровідности (в координатах $\ln(\sigma) \sim T^{-1/4}$) у шарі ($\sigma_{33}$) та перпендикулярно до шарів (σ_{11}) різні [8], що свідчить, очевидно, про анізотропію локалізації ЛС. Одновісний стиск кристала вздовж нормалі до шарів зменшує цю анізотропію. Індивідуальність шару, як окремої структурної одиниці, можна також усунути інтеркалюванням, за якого відбувається посилення міжшарового зв'язку. Для "тримеризованих" таким чином кристалів $N_t \geq 1 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ і анізотропія локалізації практично не проявляється, а величина N_t є слабо чутливою до одновісного стиску кристала. Якщо припустити, що ділянка локалізації ЛС має еліпсоїдальну форму з півосями a' і a'', які орієнтовані відповідно вздовж шару та перпендикулярно до шарів, то, враховуючи тривимірний характер стрибків носіїв заряду по ЛС, для забезпечення незалежности величини N_t від напряму переносу заряду з виразу для T_0 для зразка з $n = 4 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ (див. таблицю 1) отримаємо $a' \approx 2.4a''$. Зменшення концентрації ЛС відбувається за умов, коли коливний рух шарів обмежується, наприклад, унаслідок зближення шарів одновісним стискуванням кристала. У такому випадку поряд із загальним зменшенням концентрації ЛС змінюється їх просторова конфіґурація. Так, наприклад, при $P_{11} = 7,5 \cdot 10^7$ Па співвідношення для a' і a'' зменшується до 1.3.

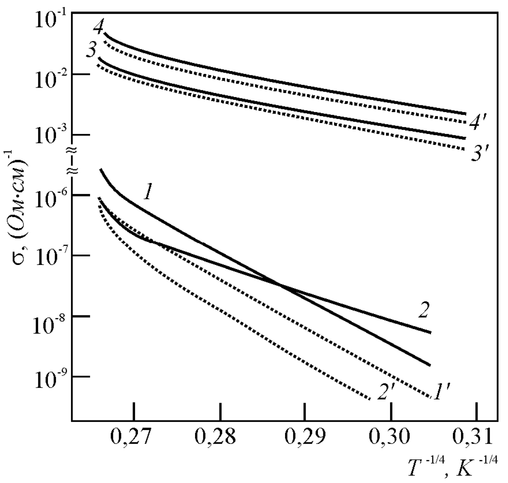

Рис. 3. Температурні залежності компонент тензора електропровідности σ_{11} (*1, 1',3,3'*) та σ_{33} (*2,2',4,4'*) в координатах $ln(\sigma) \sim T^{-1/4}$ для кристалів In_4Se_3 з концентрацією вільних НЗ $1 \cdot 10^{14}$ (*1,1',2,2'*) та $3 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ (*3,3',4,4'*) без стиску (*1,2,3,4*) та при одновісному стиску P_{11}=7,5·10^7 *Па* (*1',2',3',4'*).

Таким чином, сукупність отриманих експериментальних результатів указує на співіснування ЛС різної природи: ЛС, пов'язаних з наявністю домішок і дефектів, та ЛС, зумовлених сильною взаємодією ангармонізму в коливному русі шарів з електронною підсистемою кристала, тобто "квазілокалізовані" стани. Такі стани проявляють квазідвомірний характер, а їх параметри можуть суттєво змінюватися, зокрема при стискуванні кристала вздовж нормалі до шарів.

Значна концентрація ЛС у забороненій зоні кристала ставить питання про їх енерґетичний розподіл. Останній при зміні ступеня компенсації може суттєво змінюватись і впливати на вигляд $\sigma(T)$. Ми дослідили температурні залежності електропровідности на серії зразків субселеніду індію з різними N_t [9]. Для виявлення загальних закономірностей зразки підбирали з послідовним збільшенням N_t. Тип провідности зразків при цьому змінювався від діркового до електронного.

Відомо [14], що за наявности мінімуму у спектрі одночастинної густини ЛС (кулонівської щілини) на рівні Фермі при пониженні температури зразка закон Мотта переходить у закон, який описується четвертим доданком у виразі (1), де $T_0^{(\Delta)} = \beta_1 e^2/(k_0 \chi a)$, χ — діелектрична проникність, β_1 — чисельний коефіцієнт. Ширину кулонівської щілини Δ оцінювали з умови рівности енерґій тунелювання та активації локалізованих носіїв заряду при $T = T\Delta$: $\Delta \approx \frac{1}{\sqrt[4]{\beta}} k_0 \left(T_\Delta^3 T_0\right)^{1/4}$. Залежність ширини Δ від N_t у In_4Se_3 (рис. 4) має максимум при $N_t \approx 5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Як відомо [14], максимальна ширина кулонівської щілини досягається при $K \sim 0.5$. У In_4Se_3 перехід від p- до n-типу провідности відбувається внаслідок збільшення концентрації надстехіометричного In і супроводжується зростанням N_t. Це передбачає суттєву зміну ступеня компенсації K і зумовлює зміну ширини кулонівської щілини Δ.

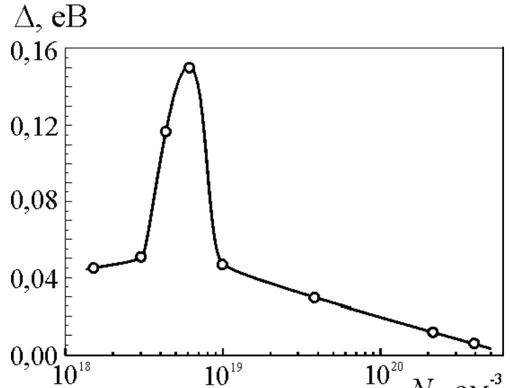

Рис. 4. Залежність ширини Δ від N_t у In_4Se_3.

Параметр	σ_{11}, σ_{33}	σ_{11}, σ_{33}	σ_{33}	σ_{33}	σ_{11}	σ_{11}
$n, 10^{14}$ см$^{-3}$	500	10	4			
P_{11}, Па	0	0	0	$7.5 \cdot 10^7$	0	$7.5 \cdot 10^7$
T_F, К	205	195	170	162	160	158
$\Delta\varepsilon$, eВ	0.028	0.11	0.18	0.22	0.22	0.22
N_t, см$^{-3}$	$2 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{18}$	$8 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{17}$	$8 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{17}$
T_Δ, К	30	140	145			

Таблиця 1. Параметри ЛС для зразків з різними концентраціями n вільних носіїв заряду при 300 К та одновісному тиску P_{11} перпендикулярно до шарів.

Таким чином, в ділянці низьких температур (при $T < T_2$) домінує стрибковий механізм перенесення заряду зі змінною довжиною стрибка завдяки наявності в забороненій зоні широкого спектра ЛС з доволі високою концентрацією N_t, яка для різних зразків лежить у межах від $1 \cdot 10^{16}$ до $1 \cdot 10^{20}\,\text{см}^{-3}$. ЛС згруповані за енерґією у смугу обмеженої ширини, параметри якої (ширина смуги, характер розподілу густини ЛС, параметри кулонівської щілини) сильно залежать від N_t (див. таблицю 1).

IV. ВИСНОВКИ

1. Теоретичні розрахунки температурних залежностей рівня Фермі, електропровідности та коефіцієнта Холла для шаруватого кристала In_4Se_3 з урахуванням непараболічности зон показують, що залежно від концентрації донорної та акцепторної домішок за умови $N_d \geq N_a$ можлива дворазова інверсія на залежності $R_x(T)$, а за умови $N_a > N_d$ — триразова.

2. Аналіз сукупности експериментальних результатів указує на те, що у кристалах In_4Se_3 співіснують ЛС різної природи: ЛС, пов'язані з наявністю домішок і дефектів, та ЛС, зумовлені сильною взаємодією ангармонізму в коливному русі шарів із електронною підсистемою кристала ("квазілокалізовані" стани), параметри яких можуть суттєво змінюватися, зокрема при стискуванні кристала вздовж нормалі до шарів. Саме "квазілокалізовані" стани проявляють квазідвовимірний характер і завдяки їм формується анізотропія провідности у кристалах з $N_t < 1 \cdot 10^{18}\,\text{см}^{-3}$ при $T < T_2$.

[1] U. Schwarz, H. Zs. Hillebrecht, Kristallogr. **210**, 342 (1995).

[2] Т. М. Демків, В. П. Савчин, Й. М. Стахіра, Вісн. Львів. ун-ту, сер. фіз. **32**, 69 (1999).

[3] О. И. Бодак, Ю. М. Орищин, В. П. Савчин, И. М. Стахира, Кристаллография **25**, 628 (1980).

[4] И. М. Стахира, П. Г. Ксьондзык, Укр. физ. журн. **26**, 762 (1981).

[5] И. М. Стахира, П. Г. Ксьондзык, Укр. физ. журн. **27**, 1186 (1982).

[6] В. М. Гарамус, Я. П. Пилат, В. П. Савчин, А. Х. Исламов, Физ. тверд. тела. **40**, 248 (1998).

[7] В. П. Савчин, Физ. техн. полупроводников **15**, 1430 (1981).

[8] Й. М. Стахіра, В. П. Савчин, Т. М. Демків, Укр. фіз. журн. **38**, 77 (1993).

[9] Т. М. Демків, Л. С. Демків, В. П. Савчин, Й. М. Стахіра, Журн. фіз. досл. **2**, 536 (1998).

[10] Д. М. Берча, О. Б. Митин, Л. Ю. Xархалис, А. И. Берча, Физ. техн. полупроводников **37**, 3233 (1995).

[11] Д. М. Берча, Л. Ю. Xархаліс, О. Б. Мітін. Укр. фіз. журн. **40**, 729 (1995).

[12] Б. М. Аскеров, *Электронные явления переноса в полупроводниках* (Наука, Гл. ред. физ.-мат. Лит., Москва, 1985).

[13] Н. Мотт, Е. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах* (Мир, Москва, 1982).

[14] Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос *Электронные свойства легированных полупроводников* (Наука, Москва, 1979).

ELECTRICONDUCTIVITY AND HALL COEFFICIENT OF LAYERED CRYSTALS In_4Se_3

V. P. Savchyn[1], J. M. Stakhira[1], T. M. Demkiv[2], L. S. Demkiv[1]

[1] *Ivan Franko National University of Lviv, Department for Semiconductor Physics*
50 Dragomanov Str., Lviv, UA–79005, Ukraine
e-mail: savchyn@wups.lviv.ua

[2] *Stepan Gzhytsky Lviv State Akademy of Veterinary Medicine*
50 Pekarska Str., Lviv, UA–79010, Ukraine
e-mail: demkiv@wups.lviv.ua

A theoretically calculated temperature dependences of Fermi level, electriconductivity and Hall coefficient for the layered crystal In_4Se_3 depending upon the of concentration donor and acceptor impurities. There are established conditions of occurrence of repeated inversions of the Hall coefficient. It is shown that in In_4Se_3 crystals localized states of the various nature coexist: the localized states are connected with the presence of impurity and defects, and the localized states caused by a dynamic disorder of the crystal.