

П.І. Баранський, Г.П. Гайдар¹

МАГНІТОТЕНЗО- І ТЕНЗОМАГНІТООПІР *n*-Ge

У кристалах *n*-Ge при 77 К в умовах $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \vec{H} \parallel [111]$ досліджено поздовжній магнітотензоопір у залежності від величини напруженості магнітного поля H при різних значеннях механічного напруження одновісного стиску X , а також поздовжній тензомагнітоопір у залежності від X при різних значеннях H . Запропоновано важливий для практики метод визначення тензомагнітоопору в умовах гранично великих H і X за вимірюваннями лише тензоопору (тобто при $H = 0$) в широкому інтервалі X .

Ключові слова: германій, магнітотензоопір, тензомагнітоопір, параметр анізотропії рухливості.

1. ВСТУП

Енергетична еквівалентність долин багатодолинного напівпровідника типу *n*-Ge або *n*-Si може бути порушена при пружному деформуванні кристала в напрямку, відносно якого ізоенергетичні еліпсоїди розташовані несиметрично [1, 2]. Актуальність цієї обставини вперше була виявлена в дослідках Сміта [3] з вивчення ефекту тензоопору в кристалах германію та кремнію, а Херрінг [4] вперше показав, що спостережувана зміна питомого опору багатодолинних напівпровідників при одновісній пружній деформації пов'язана з деформаційним порушенням енергетичної еквівалентності ізоенергетичних еліпсоїдів у таких дослідках і наступним за ним міжмінімумним (міжеліпсоїдним) перерозподілом носіїв заряду при незмінній ($n_e = \text{const}$) їх концентрації в зоні провідності. Зсув за шкалою енергій еквівалентних (до накладання на кристал деформуючих зусиль) мінімумів енергії залежить від напрямку осі деформації. Так, наприклад, накладання на кристал *n*-Ge стискаючого напруження в напрямку [111] призводить до того, що ізоенергетичний еліпсоїд, орієнтований у цьому напрямку, знижується (опускається) на величину $-1/3E_2S_{44}X$ еВ (де $E_2 = 16,4$ еВ [5] – деформаційний потенціал, $S_{44} = 1,47 \cdot 10^{-12}$ см²/дин – коефіцієнт податливості, X – механічне напруження в напрямку осі деформації), тоді як інші три еліпсоїди піднімаються вгору за шкалою енергій на величину $+1/9E_2S_{44}X$ еВ [6].

Міжеліпсоїдний перерозподіл носіїв заряду, відповідно до фактора Больцмана, визначається відносним зміщенням еліпсоїдів за шкалою енергій (що зумовлюється напрямленою деформацією) і температурою [7].

Пружна напрямлена деформація призводить до зміни як міжатомних відстаней, так і симетрії кристала [8]. Однак значні зміни в зонній структурі кристала виникають лише при виконанні умови $\Delta\varepsilon \gg kT$, де $\Delta\varepsilon$ відповідає міжмінімумному зміщенню, спричиненому напрямленою деформацією.

Якщо на досліджувані кристали одночасно впливає і одновісна пружна деформація X , і магнітне поле H , то величину

$$\left. \frac{\Delta\rho_H^{\parallel}}{\rho_0} \right|_{X=\text{const}} \equiv \frac{\rho_X^H - \rho_X^0}{\rho_X^0} = f(H), \quad (1)$$

яка характеризує зміну питомого опору в залежності від напруженості магнітного поля H при сталій величині деформуючого зусилля ($X = \text{const}$), називають магнітотензоопором [9].

Величину

$$\left. \frac{\Delta\rho_X^{\parallel}}{\rho_0} \right|_{H=\text{const}} \equiv \frac{\rho_X^H - \rho_0^H}{\rho_0^H} = f(X), \quad (2)$$

яка характеризує зміну питомого опору в залежності від деформуючого зусилля X при сталому магнітному полі ($H = \text{const}$), називають тенземагнітоопором [9].

Метою даної роботи було дослідження в кристалах n -Ge тенземагнітоопору від механічного напруження одноосісного стиску X у процесі перебудови чотиридолинної зони провідності в однодолинну при $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [111]$ (J – струм), а також вивчення магнітотензопору в залежності від величини напруженості магнітного поля H при різних значеннях механічного напруження стиску.

2. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Якщо механічне напруження стиску X , прикладене до кристала вздовж напрямку $[111]$ ($\vec{X} \parallel [111]$), є досить великим ($X = 0,6$ ГПа), то електрони переходять у мінімум, який під впливом тиску опускається по шкалі енергій. Оскільки всі електрони переходять у мінімум з найменшою рухливістю $\mu = \mu_{\parallel}$, то питомий опір $\rho(X)$ зростатиме (рис. 1, крива 1) до значення

$$\rho_{X \rightarrow \infty}^{[111]} \equiv \rho_{X(\infty)}^{[111]} = (en_0\mu_{\parallel})^{-1} = \text{const} . \quad (3)$$

Оскільки концентрація носіїв заряду в досліджуваних зразках n -Ge становила $n_0 \approx 6,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, то значення рухливості вздовж осі тиску можна знайти з виразу (3):

$$\mu_{\parallel} = \frac{\sigma_{X(\infty)}^{[111]}}{en_0} = 2340 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с} . \quad (4)$$

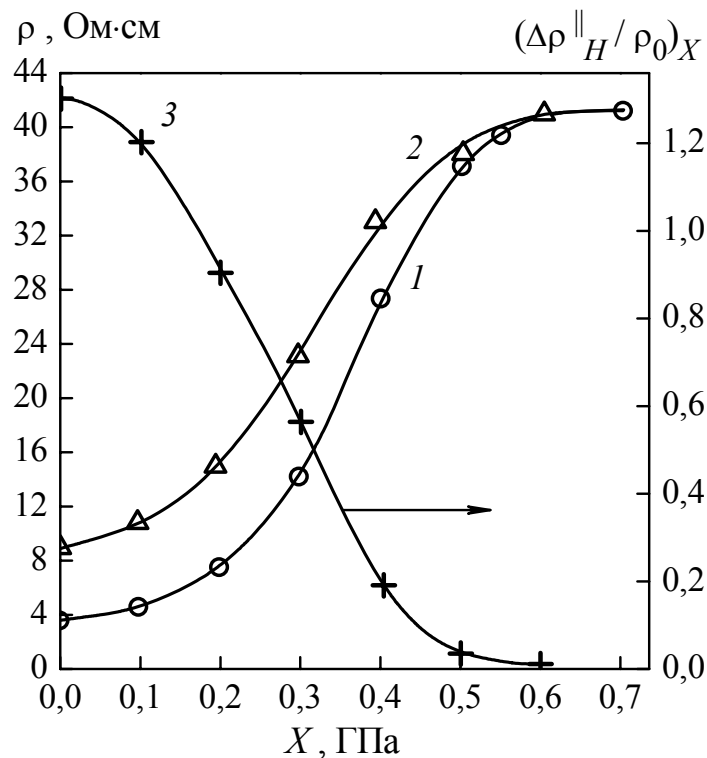


Рис. 1. Залежності від механічного напруження стиску X при 77 К для зразків n -Ge: 1 – питомого опору ρ_X^0 , виміряного за умов $H = 0$ і $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [111]$; 2 – питомого опору ρ_X^H , виміряного за умов $H = 100$ кЕ і $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \vec{H} \parallel [111]$; 3 – поздовжнього магнітотензопору $(\Delta\rho_H^{\parallel} / \rho_0)_X \equiv (\rho_X^{100\text{кЕ}} - \rho_X^0) / \rho_X^0$, виміряного за умов $\Delta H = 100$ кЕ = const і $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \vec{H} \parallel [111]$.

У [9] показано, що $\rho_{X(\infty)}^{[111]}$ і ρ_0 пов'язані з параметром анізотропії рухливості в окремо взятому ізоенергетичному еліпсоїді простим співвідношенням:

$$K = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} = \frac{K_m}{K_{\tau}} = \frac{3}{2} \frac{\rho_{X(\infty)}^{[111]}}{\rho_0} - \frac{1}{2}, \quad (5)$$

де $\rho_0 \equiv \rho_0^0$ – питомий опір зразка при $X=0$ і $H=0$; μ_{\parallel} , μ_{\perp} – рухливості носіїв заряду вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно; $K_m = m_{\parallel}/m_{\perp}$ – параметр анізотропії ефективної маси; m_{\parallel} і m_{\perp} – циклотронні ефективні маси для окремо взятого ізоенергетичного еліпсоїда вздовж великої осі і перпендикулярно до неї відповідно; $K_{\tau} = \langle \tau_{\parallel} \rangle / \langle \tau_{\perp} \rangle$ – параметр анізотропії розсіяння; τ_{\parallel} і τ_{\perp} – компоненти тензора часу релаксації за відсутності магнітного поля в лінійному наближенні. З виразу (5) з урахуванням даних рис. 1 було знайдено величину параметра анізотропії $K = 15,95 \pm 0,04$. Тепер, знаючи μ_{\parallel} і K , можна обчислити $\mu_{\perp} = \mu_{\parallel} K = 37300 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Вважаючи, що для $n\text{-Ge}$ $K_m = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} = \frac{1,58}{0,082} \cong 19,3$ [10], і використавши одержане значення $K = 15,95$, знаходимо параметр анізотропії розсіяння $K_{\tau} = \frac{K_m}{K} = 1,21$.

Кривими 1 і 2 (рис. 1) наведено залежності від механічного напруження одновісного стиску X питомого опору кристала $\rho_X^0 = f(X)$ та питомого опору кристала у поздовжньому магнітному полі $H = 100 \text{ кЕ}$ $\rho_X^H = f(X)$ відповідно.

На рис. 1 показано зменшення магнітотензоопору в міру перебудови зони провідності в однодолинну при збільшенні X за допомогою кривої 3, яка зображає залежність $\frac{\Delta\rho_{\parallel}^H}{\rho_0} = f(X)$, що представляє собою різницю між значеннями кривої 2 та кривої 1 в точках X_1, X_2, \dots, X_6 , поділену на $\rho_{X_i}^0$ (тобто $\left. \frac{\Delta\rho_{\parallel}^H}{\rho_0} \right|_{X_i} \equiv \left(\frac{\rho_{X_i}^{100\text{кЕ}} - \rho_{\delta_i}^0}{\rho_{\delta_i}^0} \right)$, $i = 1, 2, \dots, 6$ та $\Delta H = (100 - 0) \text{ кЕ}$).

У відповідності з теорією гальваномагнітних ефектів [11], при розміщенні векторів \vec{J} і \vec{H} паралельно головній осі еліпсоїда енергії зміна питомого опору в поздовжньому магнітному полі $\Delta\rho_X^H/\rho_0$ (подібно до випадку сферично-симетричних ізоенергетичних поверхонь) має тотожно дорівнювати нулю. Саме тому при $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \vec{H} \parallel [111]$ у міру наближення до умов повного переселення носіїв із трьох мінімумів, що піднімаються вгору по шкалі енергій, в один еліпсоїд, що опускається (і орієнтований своєю головною віссю вздовж X), поздовжній магнітотензоопір має прямувати до нуля, що й дає експеримент (рис. 1 і 2).

На рис. 2 показано польові залежності магнітотензоопору $\left. \frac{\Delta\rho_{\parallel}^H}{\rho_0} \right|_{X=\text{const}} = f(H)$ в

класично сильних магнітних полях H напруженістю до 100 кЕ ($\frac{\mu H}{c} \approx 30$ при $T = 77 \text{ К}$).

З рис. 2 видно, що в міру переселення електронів у долину [111], яка опускається по шкалі енергій з ростом тиску X , магнітотензоопір у поздовжньому магнітному полі зменшується, і при $X = 0,6 \text{ ГПа}$ магнітне поле напруженістю 100 кЕ питомий опір кристала не змінює (у межах точності експерименту, що становить для методик, які використовують імпульсні магнітні поля, близько 5%).

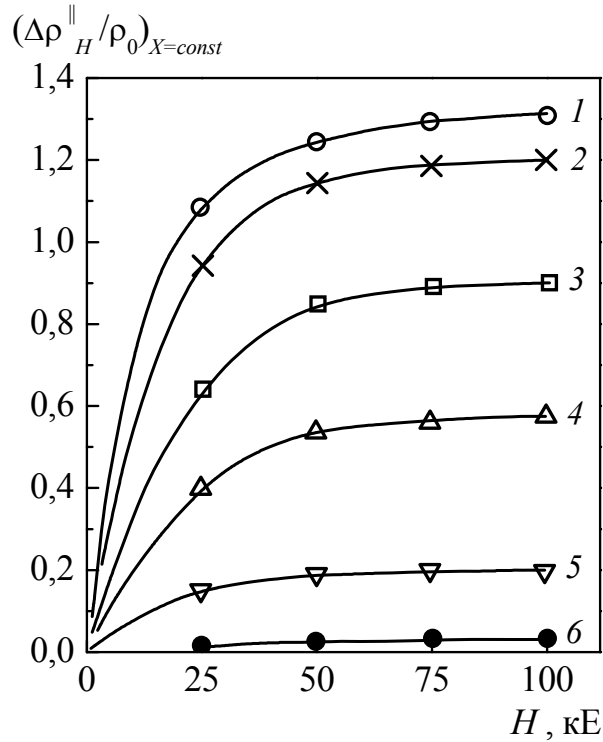


Рис. 2. Поздовжній магнітотензоопір $(\Delta\rho_H^{\parallel}/\rho_0)_{X=const} \equiv (\rho_X^H - \rho_X^0)/\rho_X^0$ як функція напруженості магнітного поля H , виміряний у n -Ge при 77 К за умов $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \vec{H} \parallel [111]$ при різних значеннях параметра X , ГПа: 1 – 0; 2 – 0,1; 3 – 0,2; 4 – 0,3; 5 – 0,4; 6 – 0,5. Для $X=0,6$ ГПа і $H=100$ кЕ одержано величину $(\Delta\rho_H^{\parallel}/\rho_0)_{X=0,6} = 0,015$.

Поряд з вивченням (при різних $\vec{X} \parallel [111]$) магнітотензоопору, не менш важливим є вивчення тенземагнітоопору. Дійсно, вивчаючи тенземагнітоопір $\left. \frac{\Delta\rho_X^{\parallel}}{\rho_0} \right|_{H=const}$ у залежності від механічного навантаження X (при різних значеннях $H = const$), одержуємо, по суті, залежність від X відношення ρ_X^H до відповідного значення магнітоопору ρ_0^H при нульовому тиску (рис. 3).

Особливої уваги заслуговує тенземагнітоопір, що вимірюється при досить великих X і H , тобто таких, під впливом яких (при їх незалежному використанні) значення $\rho(X)$ або $\rho(H)$ могли б бути виведені на насичення. Дійсно, за такої умови при $\vec{H} \parallel \vec{J} \parallel \vec{X} \parallel [111]$

$$\left. \frac{\Delta\rho_X^{\parallel}}{\rho_0} \right|_H \equiv \left. \frac{\rho_X^H - \rho_0^H}{\rho_0^H} \right|_{X \rightarrow \infty}^{H \rightarrow \infty} = \frac{\rho_{X(\infty)}^H}{\rho_0^{H(\infty)}} - 1 = \frac{\rho_{X(\infty)}^0}{\rho_0^{H(\infty)}} - 1, \quad (6)$$

оскільки, виходячи з рис. 1, $\rho_{X(\infty)}^H \equiv \rho_{X(\infty)}^0$. Тобто співвідношення (6) показує, що величина тенземагнітоопору, що вимірюється вздовж $[111]$ в n -Ge при одночасній дії сильних H і X (вимірюється, фактично, в екстремальних умовах), може бути знайдена шляхом використання двох простіших операцій, а саме: за тензоопором $\rho_{X(\infty)}^0$, що вимірюється при значних X , але за відсутності магнітного поля ($H=0$), з подальшим використанням магнітоопору $\rho_0^{H(\infty)}$, одержаному (на тому ж зразку) при сильних H , але за відсутності механічного тиску ($X=0$).

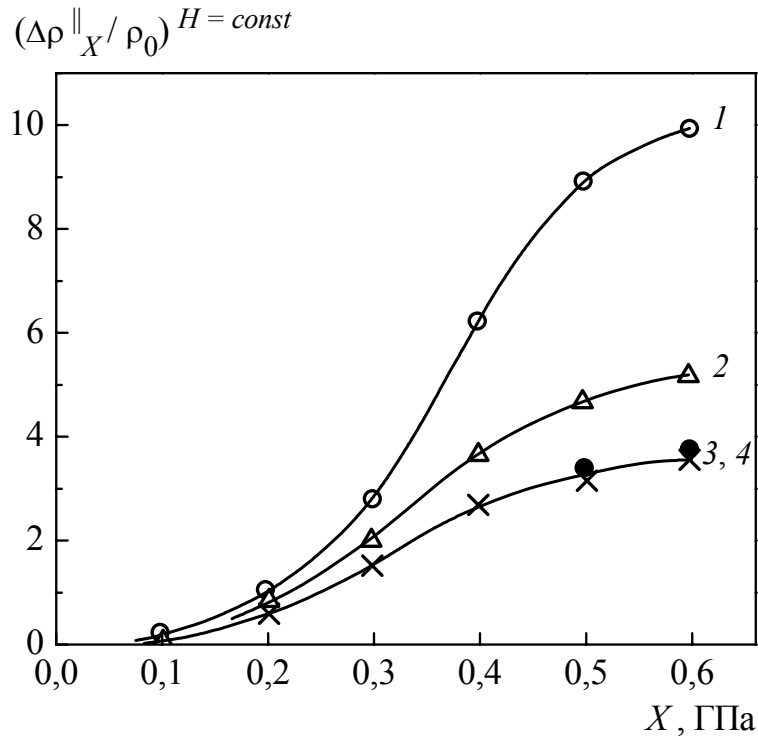


Рис. 3. Поздовжній тензomagнітоопір як функція механічного напруження X $(\Delta \rho_X^{\parallel} / \rho_0)^{H=const} \equiv (\rho_X^H - \rho_0^H) / \rho_0^H$, виміряний у n -Ge при 77 К за умов $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \vec{H} \parallel [111]$ при різних значеннях параметра H , кЕ: 1 – 0; 2 – 12,5; 3 – 50; 4 – 100.

Описаними вище спрощеннями, однак, одержання інформації про ефект тензomagнітоопору при значних X і H не обмежується. Дійсно, якщо взяти до уваги [11], що

$$\left. \frac{\rho_0^{H(\infty)}}{\rho_0^0} \right|_{\vec{H} \parallel \vec{J} \parallel [111]} = \frac{(2K+1)(K+8)}{3(7K+2)} = f(K), \quad (7)$$

то $\rho_0^{H(\infty)} = \rho_0^0 f(K)$, і тому перший доданок правої частини виразу (6) можна записати як $\frac{\rho_{X(\infty)}^0}{\rho_0^{H(\infty)}} = \frac{\rho_{X(\infty)}^0}{\rho_0^0} \frac{1}{f(K)}$. Підставляючи в одержане співвідношення значення

$$\frac{\rho_{X(\infty)}^0}{\rho_0^0} = \frac{2K+1}{3}, \quad (8)$$

а також $f(K)$ із виразу (7), одержимо

$$\frac{\rho_{X(\infty)}^0}{\rho_0^{H(\infty)}} = \frac{7K+2}{K+8}. \quad (9)$$

Співвідношення (9) показує, що інформацію про тензomagнітоопір в умовах гранично великих H і X (6) можна отримати взагалі при $H=0$ з одних лише вимірювань тензоопору в

широкому інтервалі X , оскільки значення K , яким визначається права частина (9), може бути знайдене з цих даних за допомогою співвідношення (8).

Формула (9) має самостійну цінність, оскільки забезпечує обчислення величини магнітоопору $\rho_0^{H(\infty)}$ (яка вимірюється з підвищеними труднощами і досить чутлива в сильних H до мікронеоднорідностей у кристалі) за результатами простіших вимірювань $\rho_{X(\infty)}^0$, які взагалі проводяться за відсутності магнітного поля. Проілюструємо це на конкретному прикладі. Розглянемо криву I (рис. 1). Враховуючи, що $\rho_{X(\infty)}^0 = 41,2$ Ом·см, $\rho_0^0 = 3,76$ Ом·см і $K = 15,95$ (знайдено за даними рис. 1 за формулою (5)), і використовуючи (9), одержимо

$$\rho_0^{H(\infty)} = \frac{K+8}{7K+2} \rho_{X(\infty)}^0 = 8,67 \text{ Ом·см}, \quad (10)$$

або $\frac{\rho_0^{H(\infty)}}{\rho_0^0} - 1 = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = 1,31$, що кількісно збігається з величиною $\left. \frac{\Delta\rho_H^{\parallel}}{\rho_0} \right|_{X(0)}^{H(\infty)}$, вимірною

експериментально. Це відкриває додаткові можливості для проведення більш точної перевірки існуючих теорій магнітоопору в класично сильних H у порівнянні з раніше виконаними.

3. ВИСНОВКИ

Описані зміни питомого опору в залежності від зовнішніх впливів (X або H) пов'язані з міжмінімумним перерозподілом носіїв заряду в умовах $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [111]$. Про це свідчить також і відсутність зміни магнітоопору при накладанні на зразок механічного навантаження X у кристалографічному напрямку $[100]$, оскільки в умовах добре витриманої колінеарності векторів $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \vec{H} \parallel [100]$ перерозподіл носіїв заряду між еквівалентними мінімумами є повністю виключеним.

MAGNETOTENSO- AND TENSOMAGNETORESISTANCE OF n -Ge

P.I. Baranskii, G.P. Gaidar

In n -Ge crystals at 77 K in the conditions $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \vec{H} \parallel [111]$, the longitudinal magnetotensoresistance depending on the value of magnetic field H has been investigated for different values of uniaxial stress caused by mechanical compression X , as well as the longitudinal tensomagnetoiresistance depending on X has been studied at different values of H . Proposed has been the practically important method for determining the tensomagnetoiresistance in conditions of extremely high H and X by using measurements of only tensororesistance (i.e., at $H = 0$) in a wide range of X .

Keywords: germanium, magnetotensoresistance, tensomagnetoiresistance, anisotropy parameter of mobility.

1. Гайдар Г.П., Баранський П.І., Коломоєць В.В. Тензоопір багатодолинних напівпровідників *n*-Si та *n*-Ge в широкому інтервалі концентрацій. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2014. **15**, № 1. С. 58–62.
2. Будзуляк С.І. Тензорезистивні ефекти в сильно деформованих кристалах *n*-Si та *n*-Ge. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2012. **13**, № 1. С. 34–39.
3. Smith Ch.S. Piezoresistance effect in germanium and silicon. *Phys. Rev.* 1954. **94**, No. 1. P. 42–49.
4. Herring C. Transport properties of a many-valley semiconductor. *Bell System Tech. J.* 1955. **34**, No. 2. P. 237–290.
5. Baranskii P.I., Buda I.S., Dakhovskii I.V., Kolomoets V.V. Piezoresistance and magnetopiezoresistance of *n*-Ge in the [110] direction. *phys. status solidi (b)*. 1971. **46**, No. 2. P. 791–796.
6. Cuevas M., Fritzsche H. High stress piezoresistance and mobility in degenerate Sb doped germanium. *Phys. Rev.* 1965. **137**, No. 6A. P. A1847–A1855.
7. Баранський П.І., Федосов А.В., Гайдар Г.П. *Неоднорідності напівпровідників і актуальні задачі міждефектної взаємодії в радіаційній фізиці і нанотехнології*. Монографія. Київ-Луцьк: РВВ ЛДТУ, 2007.
8. Гайдар Г.П. Тензосопротивление как источник информации о параметре анизотропии подвижности $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$ в многодолинных полупроводниках и некоторые новые возможности деформационной метрологии. *Электронная обработка материалов*. 2015. **51**, № 2. С. 85–92.
9. Баранський П.І., Федосов А.В., Гайдар Г.П. *Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу*. Луцьк: Надстир'я, 2000.
10. Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. *Полупроводниковая электроника*. Справочник. Київ: Наукова думка, 1975.
11. Баранский П.И., Буда И.С., Даховский И.В., Коломоец В.В. *Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках*. Київ: Наукова думка, 1977.

Інститут фізики напівпровідників
ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
45, просп. Науки,
03680 Київ, Україна

Отримано 15.03.16

¹Інститут ядерних досліджень
НАН України
47, просп. Науки,
03680 Київ, Україна
E-mail: gaydar@kinr.kiev.ua