

С.А. Федосов¹[\[0000-0003-3457-8911\]](#), Л.В. Ящинський¹[\[0000-0003-3018-3904\]](#), Ю.В. Коваль¹[\[0000-0002-4570-8024\]](#),
Д.А. Захарчук¹[\[0000-0002-1988-5027\]](#), Л.І. Панасюк¹[\[0000-0002-5988-4731\]](#), Н.Ю. Коваль²[\[0009-0006-5901-7482\]](#)

Луцький національний технічний університет¹
Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie²

НАПРУЖЕНА КРИСТАЛІЧНА РЕШІТКА *n*-Si ЗА НАЯВНОСТІ ДОМІШКИ ФОСФОРУ

Успішне застосування гетеропереходів у різних пристроях зумовлене здатністю технології епітаксії вирощувати напівпровідникові матеріали з узгодженою структурою решітки одна на одній практично без пасток на границі поділу. Тому актуальним є вивчення (дослідження) характеристик (параметрів, поведінки) напівпровідникових матеріалів зумовлених деформаціями кристалічної решітки і деформаційних змін їх властивостей при наявності домішок. Це може надати важливу інформацію при моделюванні гетероструктур і успішному застосуванні гетеропереходів (напруженої гетероепітаксії) у створенні різних пристроїв з прогнозованими властивостями. У роботі представлені результати досліджень для недеформованих і одновісно деформованих ($X \leq 1,2$ ГПа) вздовж $[100]$ кристалів Si *n*-типу провідності з концентрацією N_P донорної домішки фосфору (P) $2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ і $2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Нами вивчався поздовжній ($X \parallel j [100]$) і поперечний ($X \perp j [100]$) n - ϵ зоопір у температурному інтервалі $78 \div 300$ К.

При деформації кристалічної решітки кристалів *n*-Ge і *n*-Si важливою характеристикою є параметр анізотронії рухливості K . Для достатньо чистих кристалів *n*-Ge сукупність кривих $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ для різних температур у випадку $X \parallel j \parallel [111]$ характеризується в області температур $T > 120$ К по суті єдиним значенням плато ρ_{∞}/ρ_0 , яким визначається величина параметру анізотронії рухливості. Для коректного визначення параметра K в *n*-Si у подібних випадках експериментальні дані за поздовжнім n - ϵ зоопором необхідно доповнити результатами вимірювань поперечного n - ϵ зоопору. В роботі комплексно досліджено особливості змін електрофізичних параметрів при деформації кристалічної решітки, що відрізняють германій і кремній *n*-типу, пов'язані з неадекватністю механізмів розсіювання в цих кристалах для напруженої гетероепітаксії.

Встановлено, що в кристалах *n*-Si при 78 К значення параметрів анізотронії рухливості і розсіювання електронів при малих концентраціях донорної домішки ($2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), тобто в умовах переважання розсіювання на акустичних фононах, як і в *n*-Ge, можна надійно визначити за даними лише поздовжнього n - ϵ зоопору. При концентраціях же легуючої домішки, які забезпечують змішане розсіювання ($2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), а також при підвищенні температури для коректного визначення параметра K у *n*-Si необхідні вимірювання як поздовжнього, так і поперечного n - ϵ зоопору в області насичення кривих $\rho = \rho(X)$.

Ключові слова: кристал Si, *n*-тип, домішка, механічне навантаження, напруження, одновісний тиск, деформація, питомий опір, анізотронія.

S. Fedosov, L. Yashchynskyy, Yu. Koval, D. Zakharchuk, L. Panasyuk, N. Koval

STRAINED *n*-SI CRYSTAL LATTICE IN THE PRESENCE OF PHOSPHORUS IMPURITY

The successful application of heterojunctions in various devices is due to the ability of epitaxy technology to grow semiconductor materials with a well-matched lattice structure on top of each other practically without traps at the interface. Therefore, it is relevant to study (investigate) the characteristics (parameters, behavior) of semiconductor materials caused by deformations of the crystal lattice and deformation changes in their properties in the presence of impurities. This can provide important information in modeling heterostructures and successful application of heterojunctions (strained heteroepitaxy) in creating various devices with predicted properties. In the development of electronic devices, the main attention is paid to the three most-important semiconductors: silicon (Si), germanium (Ge) and gallium arsenide (GaAs). Silicon has been studied extensively and widely used in commercial electronics products. The paper presents the results of research for undeformed and uniaxially deformed ($X \leq 1.2$ GPa) along $[100]$ Si *n*-type crystals with a concentration of N_P donor phosphorus (P) impurity of $2.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ and $2.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. We studied the longitudinal ($X \parallel j [100]$) and transverse ($X \perp j [100]$) piezoresistance in the temperature range $78 \div 300$ K.

When the crystal lattice of *n*-Ge and *n*-Si crystals is deformed, the mobility anisotropy parameter K is an important characteristic. For sufficiently pure *n*-Ge crystals, the set of curves $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ for different temperatures in the case of $X \parallel j \parallel [111]$ is characterized in the temperature range $T > 120$ K by essentially a single plateau ρ_{∞}/ρ_0 value, which determines the value of the mobility anisotropy parameter. For the correct determination of the parameter K in *n*-Si in such cases, the experimental data on the longitudinal piezoresistance must be supplemented with the results of measurements of the transverse piezoresistance. The work aims to comprehensively investigate the features of changes in electrophysical parameters during crystal lattice deformation, which distinguish germanium and *n*-type silicon, associated with the inadequacy of scattering mechanisms in these crystals for strained heteroepitaxy.

The values of K determined by different methods for a crystal with a donor impurity concentration of $2.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ differ significantly. This is due to the fact that at a donor impurity concentration $N_P > 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ in silicon crystals, due to the expansion of the spectrum of impurity states, the phosphorus impurity is not completely ionized at $T = 78$ K. In the case of undeformed *n*-Si crystals with $N_P = 2.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ up to 100 K $\rho \sim T^{1.66}$. With increasing temperature due to the appearance of intervalley scattering $\rho \sim T^{2.3}$. In the case of deformed crystals with complete exclusion of f -transitions ($X = 1.2$ GPa) no breaks are observed on the $\rho_{\parallel}^{\pm} = \rho(T)$ and $\rho_{\infty}^{\pm} = \rho(T)$ curves and at the same time $\rho \sim T^{1.66}$. Based on the $\rho_{\infty}^{\parallel}$ and $\rho_{\infty}^{\perp}$ values, we obtained

the value of the carrier mobility anisotropy parameter $K = 5.1 \pm 0.1$. In the case of undeformed *n*-Si crystals with an impurity concentration $N_P = 2.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, the temperature dependence of ρ has a complex character. At low temperatures ($T > 78 \text{ K}$), its form is determined not only by intervalley scattering of electrons on acoustic lattice vibrations, but also by their scattering on ionized impurities with an increase in the concentration of charge carriers n in the conduction band due to thermal ionization of impurity states (which manifest themselves in *n*-Si at $N_P > 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Only in the high temperature region ($T > 230 \text{ K}$) does the slope of the $\rho(T)$ dependence approach 2.3. In the case of deformed crystals with $N_P = 2.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ at $X = 1.2 \text{ GPa}$, the last factor affecting the value of ρ disappears due to the deformation reduction of the ionization energy of the impurity when the deformation axis is oriented along the $[100]$ direction ($n = \text{const}$) in the temperature range $78 \div 300 \text{ K}$. Based on the $\rho_{\infty}^{\parallel}$ and $\rho_{\infty}^{\perp}$ values, it is possible to reliably determine the parameter K , and accordingly, K_T at any temperature. In the case of $N_P = 2.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ at 78 K , $K_T = 1.2 \pm 0.1$. From a comparison of the scattering anisotropy parameters for *n*-Si crystals with impurity concentrations of $2.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ and $2.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, it is seen that when scattering on impurity ions, the parameter K_T is significantly larger than in intervalley acoustic scattering. Analysis of the $K_T = K_T(T)$ dependence indicates a decrease in the contribution to the anisotropy of impurity scattering and an increase in the relative contribution of scattering on acoustic lattice vibrations with increasing temperature.

It was found that in *n*-Si crystals at 78 K , the values of the parameters of the anisotropy of electron mobility and scattering at low concentrations of the donor impurity ($2.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), i.e. under conditions of dominance of scattering on acoustic phonons, as in *n*-Ge, can be reliably determined from the data of the longitudinal piezoresistance only. At concentrations of the doping impurity that provide mixed scattering ($2.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), as well as with increasing temperature, for the correct determination of the parameter K in *n*-Si, measurements of both the longitudinal and transverse piezoresistance in the saturation region of the $\rho = \rho(X)$ curves are necessary.

Keywords: Si crystal, *n*-type, impurity, mechanical stress, strain, uniaxial pressure, deformation, resistivity, anisotropy.

Постановка проблеми. Гетероперехід, що широко використовується в різних пристроях, являє собою перехід (контакт), утворений між двома різнорідними напівпровідниками. Для напівпровідникових приладів величина енергетичної щільності (або ширина забороненої зони) E_g забезпечує ще один ступінь свободи, що призводить до багатьох цікавих явищ. Успішне застосування гетеропереходів у різних пристроях зумовлене здатністю технології епітаксії вирощувати напівпровідникові матеріали з узгодженою структурою решітки одна на одній практично без пасток на границі поділу. Основною фізичною вимогою епітаксialного гетеропереходу є узгодження сталих кристалічної решітки. Значна невідповідність кристалічних решіток спричиняє дислокації на границі поділу та призводить до електричних дефектів (пасток) на границі поділу. Прийнятною комбінацією для пристроїв з гетеропереходом є два матеріали з близькими по величині сталими кристалічної решітки, але різними E_g .

Величина неузгодженості решітки і максимально допустимий епітаксialний шар безпосередньо пов'язані між собою. Спочатку епітаксialний шар повторює решітку підкладки, але енергія деформації накопичується, коли плівка стає товстішою. Зрештою, плівка накопичує занадто велику деформацію, щоб витримувати її, і переходить у релаксований стан. Для релаксованого, товстого гетероепітаксialного шару дислокації неминучі через фізичну невідповідність кінцевих зв'язків на границі поділу. Однак, якщо гетероепітаксialний шар достатньо тонкий, його можна фізично напружити до такої міри, що його стала решітки стане такою ж, як і в підкладці. Коли це станеться, дислокації можна усунути.

Метод вирощування напруженої гетероепітаксії дозволяє використовувати ширший спектр матеріалів. Він має значний вплив на розширення застосування гетероструктур, створення нових пристроїв, а також на покращення їхніх характеристик. Так як гетероепітаксialні переходи створюються на поверхні напівпровідника підкладки, орієнтації і властивості кристалічних площин поверхні мають також важливе значення.

Тому актуальним є вивчення характеристик напівпровідникових матеріалів зумовлених деформаціями кристалічної решітки і деформаційних змін їх властивостей при наявності домішок. Авторами [1] на прикладі напівпровідникових кристалів Ge, Si, PbTe, PbS, InSb із різними рівнями легування та різними типами провідності проведено оптимізацію геометрії п'єзореzystивного ефекту, а саме визначено такі напрямки вимірювання напруги та прикладання одновісного тиску, які забезпечують максимально досяжне значення ефекту. Це дає важливу інформацію при моделюванні гетероструктур [2-4] і успішному застосуванні гетеропереходів (напруженої гетероепітаксії) у створенні різних пристроїв з прогнозованими властивостями [5, 6].

Одними із важливих параметрів, які слід враховувати при деформації кристалічної решітки кристалів, є анізотропні параметри, зокрема, параметр анізотропії рухливості. Авторами [7] досліджено анізотропію розсіювання носіїв заряду в монокристалах *n*-Si залежно від рівня компенсації домішок. Установлено, що збільшення анізотропії розсіювання в кристалах *n*-Si практично не залежить від ступеня їх компенсації, а пов'язане лише зі збільшенням загальної

концентрації іонізованих домішок. У свою чергу, в роботі [8] показано, що при температурах вищих 100 К у невідроджених кристалах n -Ge і n -Si при дослідженні ефекту п'єзоопору відмінним є наявність міждолинного розсіювання f -типу в кристалах n -Si і відсутність його в кристалах n -Ge. Для достатньо чистих кристалів n -Ge ($n_e = 9,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), які забезпечували в діапазоні температур $78 \div 300 \text{ К}$ умови переважно фононного розсіювання, сукупність кривих $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ для різних температур у випадку $X \parallel j \parallel [111]$ характеризується в області температур $T > 120 \text{ К}$ по суті єдиним значенням плато ρ_∞/ρ_0 , яким визначається величина параметру анізотропії рухливості [8]:

$$K \equiv \frac{K_m}{K_\tau} = \frac{3}{2} \frac{\rho_\infty}{\rho_0} - \frac{1}{2}, \quad (1)$$

де K_m – параметр анізотропії ефективних мас, K_τ – параметр анізотропії (часів релаксації) розсіювання, ρ_∞ – значення питомого опору в області насичення кривої $\rho_X/\rho_0 = f(X)$, ρ_0 – значення питомого опору при $X = 0$.

Використання співвідношення (1) для n -Si наштовхується на обмеження, як в області низьких температур (до 100 К), які при концентрації донорної домішки $N_d > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ пов'язані з існуванням деформаційної залежності ступеня іонізації домішкових центрів, так і в області температур вищих 100 К, коли проявляється міждолинне розсіювання f -типу [8]. Тому для коректного визначення параметра K у подібних випадках експериментальні дані за поздовжнім п'єзоопором необхідно доповнити результатами вимірювань поперечного п'єзоопору.

Постановка завдань. В роботі поставлено мету – провести комплексне дослідження, розрахунки та аналіз для виявлення особливостей змін електрофізичних параметрів при деформації кристалічної решітки, що відрізняють германій і кремній n -типу, пов'язаний з неадекватністю механізмів розсіювання в цих кристалах для напруженої гетероепітаксії.

Викладення основного матеріалу. Величину значення параметру анізотропії рухливості K для кристалів n -Si з різними концентраціями донорної домішки визначалися двома способами: за співвідношенням (1), а також за значеннями поздовжнього ($\rho_\infty^\parallel$) і поперечного ($\rho_\infty^\perp$) п'єзоопору в області насичення кривих $\rho = f(X)$ для випадку $X \parallel [100]$ відповідно до формули:

$$K = \frac{e n \mu_\perp}{e n \mu_\parallel} = \frac{\rho_\infty^\parallel}{\rho_\infty^\perp}. \quad (2)$$

На рисунку 1а зображені залежності поздовжнього (криві 1, 2) і поперечного (криві 1', 2') п'єзоопору, одержані при $T = 78 \text{ К}$ на зразках n -Si з концентрацією домішки фосфору $N_P 2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (криві 1 і 1') і $2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (криві 2 і 2'). Значення параметра анізотропії рухливості K , знайдені для кристалу з концентрацією донорної домішки $2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ за формулами (1) і (2), у межах точності експерименту виявились практично співпадаючими і рівними $K = 5,1 \pm 0,1$.

Для кристалу з концентрацією донорної домішки $2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ значення $K = 3,5 \pm 0,1$ (згідно (1)) і $K = 3,9 \pm 0,1$ (згідно (2)) вже суттєво відрізняються. Це пов'язано з тим, що при концентрації донорної домішки $N_P > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в кристалах кремнію внаслідок розширення спектру домішкових станів домішка фосфору виявляється при $T = 78 \text{ К}$ не повністю іонізованою [8].

Для кристалу з концентрацією домішки $N_P = 2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ на рис. 1б (крива 1) зображена температурна залежність концентрації носіїв заряду при відсутності деформації ($X = 0$). З прикладенням механічного напруження $X \parallel [100]$ на величину питомого опору в такому (достатньо легуваному) кристалі буде впливати не лише перерозподіл носіїв заряду між долинами, що опускаються та піднімаються по шкалі енергій, але і збільшення повної концентрації електронів у зоні провідності, що виникає через деформаційне зниження енергії іонізації домішки при такій орієнтації осі деформації [8]. На відміну від кривої 1 (рис. 1б), яка характеризує зростання загальної концентрації носіїв заряду в зоні провідності із зростанням температури при $X = 0$, крива 2 показує незалежність загальної концентрації носіїв заряду від температури при $X = 1,2 \text{ ГПа}$ у зв'язку з тим, що навіть при найнижчій (з розглядуваного інтервалу) температурі (78 К) домішковий рівень повністю іонізований.

Отже, одержані результати вказують на те, що в кристалах n -Si значення параметра анізотропії рухливості K для електронів при малих концентраціях донорної домішки, тобто при умові домінуючого розсіювання на акустичних фонах при $T = 78 \text{ К}$, можна надійно визначати за даними одного лише поздовжнього п'єзоопору, а при концентраціях легуючої домішки, яка забезпечує змішане розсіювання, для коректного визначення параметра K (що виключає деформаційну залежність ступеня іонізації домішкових центрів) необхідні вимірювання як поздовжнього, так і поперечного п'єзоопору в області насичення.

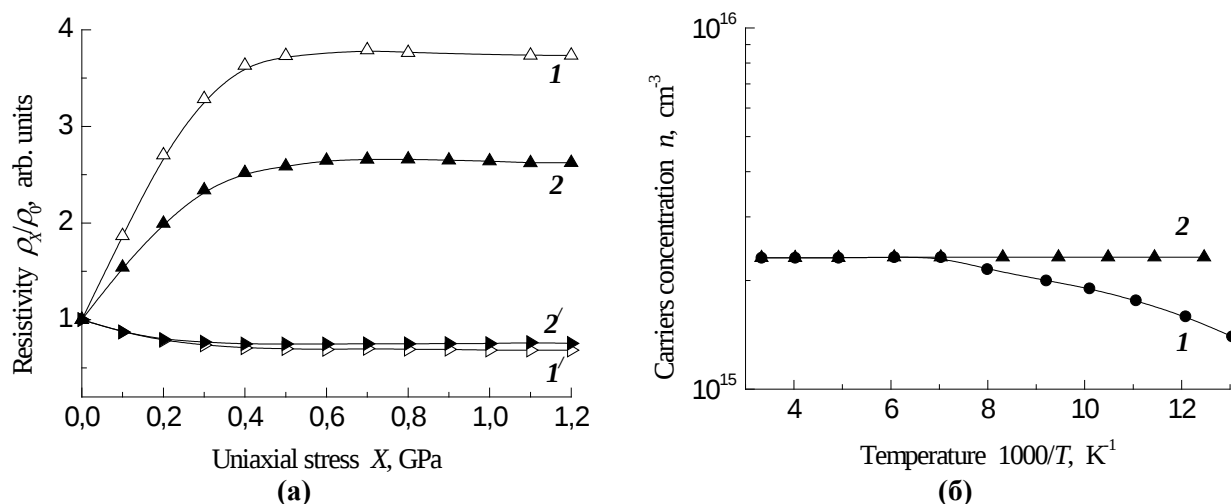


Рис. 1. (а) Залежність ρ_X/ρ_0 для n -Si при 78 К: 1, 2 – $X \parallel j$ [100]; 1', 2' – $X \perp j$ [100] ($X = 1,2$ ГПа).
(б) Залежність $n = f(1000/T)$, X : 1 – 0, 2 – 1,2 ГПа.

При одновісній пружній деформації вздовж [100] (з використанням висновків роботи [9]) кристали n -Si з концентрацією N_D донорної домішки $2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ і $2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ досліджувались у температурному інтервалі 78 ÷ 300 К. При умові постійної повної концентрації носіїв заряду в зоні провідності параметр $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = \rho_{\infty}^{\parallel}/\rho_{\infty}^{\perp}$ визначали за умови повного переселення електронів в мінімуми, що опустились по шкалі енергій (тобто в області насичення кривих питомого опору $\rho = f(X)$). Ця умова для кристалів n -Si, як показано в [8], повністю задовольняється за рахунок міждолинного розсіювання при механічних напруженнях менше 1,2 ГПа навіть в області температур $T \approx 300$ К.

На рисунку 2а зображені температурні залежності питомого опору $\rho = \rho(T)$ для недеформованих (криві 1, 1') і одновісно деформованих (криві 2, 2', 3, 3') кристалів n -Si. У випадку недеформованих кристалів n -Si з $N_D = 2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ приблизно до 100 К (при домінуванні розсіювання на акустичних фонах) $\rho \sim T^{1,66}$ (крива 1). Із підвищенням температури через появу міждолинного розсіювання (між долинами, що розміщені на взаємно перпендикулярних осях) нахил кривої 1 збільшується до 2,3 ($\rho \sim T^{2,3}$). У випадку деформованих кристалів при повному виключенні f -переходів ($X = 1,2$ ГПа) на кривих 2 ($\rho_{\infty}^{\parallel} = \rho(T)$) і 3 ($\rho_{\infty}^{\perp} = \rho(T)$) злами не спостерігаються і при цьому $\rho \sim T^{1,66}$.

Для перевірки правильності пояснення зламу на залежності 1 (рис. 2а), проведено розрахунок залежності $\rho = \rho(T)$ для випадку змішаного розсіювання з врахуванням міждолинних переходів за допомогою формули:

$$\rho(T) = S \left(2 \frac{m_3}{m_1} \frac{a_{\perp}}{a_{\parallel}} \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x}}{x^2 + \varphi x^{3/2} + b_1} dx + \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x}}{x^2 + 0,507 \varphi x^{3/2} + b_0} dx \right)^{-1},$$

$$\text{де } S = 0,81 \cdot 10^{13} \frac{m_3 T \sqrt{kT}}{4e_0^2 N a_{\parallel}}, \quad m_1 = m_{\perp}, \quad m_3 = m_{\parallel},$$

$$a_{\parallel} = 3,09 \cdot 10^{-17} \text{ ерг}^{1/2} \cdot \text{К} \cdot \text{с}, \quad a_{\perp} = 4,67 \cdot 10^{-17} \text{ ерг}^{1/2} \cdot \text{К} \cdot \text{с}, \quad x = \varepsilon/kT,$$

$$b_0 = 2,99 \cdot 10^{-11} \frac{N}{T^3} 32,0 + 2 \ln T + \ln x - \ln N + 10^{-14} \frac{N}{T^2 x},$$

$$b_1 = 1,62 \cdot 10^{-10} \frac{N}{T^3} 31,4 + 2 \ln T + \ln x - \ln N + 10^{-14} \frac{N}{T^2 x},$$

$$\varphi = \frac{28,5}{e^{\frac{190}{T}} - 1} \left[\sqrt{x + \frac{190}{T}} + e^{\frac{190}{T}} \theta \left(x, \frac{190}{T} \right) \sqrt{x - \frac{190}{T}} \right] + \frac{1260}{e^{\frac{630}{T}} - 1} \left[\sqrt{x + \frac{630}{T}} + e^{\frac{630}{T}} \theta \left(x, \frac{630}{T} \right) \sqrt{x - \frac{630}{T}} \right],$$

© С.А. Федосов, Л.В. Яциньський, Ю.В. Коваль, Д.А. Захарчук, Л.І. Панасюк, Н.Ю. Коваль

$$\text{причому, } \theta(x, a) = \begin{cases} 1, & x \geq a \\ 0, & x < a \end{cases}.$$

Повне співпадіння теоретично розрахованих з експериментальними даними свідчить про те, що лам цієї кривої дійсно зумовлений мінімумним розсіюванням. На основі значень $\rho_{\infty}^{\parallel}$ і $\rho_{\infty}^{\perp}$ одержали величину параметра анізотропії рухливості носіїв $K = 5,1 \pm 0,1$. Використовуючи відоме [8] за даними циклотронного резонансу значення параметра анізотропії ефективних мас електронів ($K_m = 4,8 \pm 0,1$), знаходимо значення параметра анізотропії розсіювання $K_r = K_m/K = 0,9 \pm 0,1$.

У випадку недеформованих кристалів *n*-Si з концентрацією домішки $N_D = 2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ температурна залежність ρ має складний характер (крива 1', рис. 2а). При низьких температурах ($T > 78 \text{ K}$) її вигляд визначається не тільки міждолинним розсіюванням електронів на акустичних коливаннях решітки, але і розсіюванням їх на іонізованих домішках із збільшенням концентрації носіїв заряду *n* у зоні провідності внаслідок термічної іонізації домішкових станів (що проявляються в *n*-Si при $N_D > 10^{15} \text{ см}^{-3}$) [8]. Тільки в області високих температур ($T > 230 \text{ K}$) нахил залежності $\rho(T)$ (крива 1') наближається до 2,3.

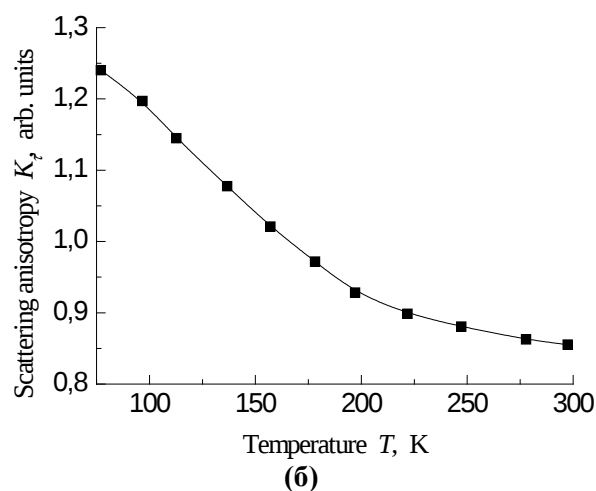
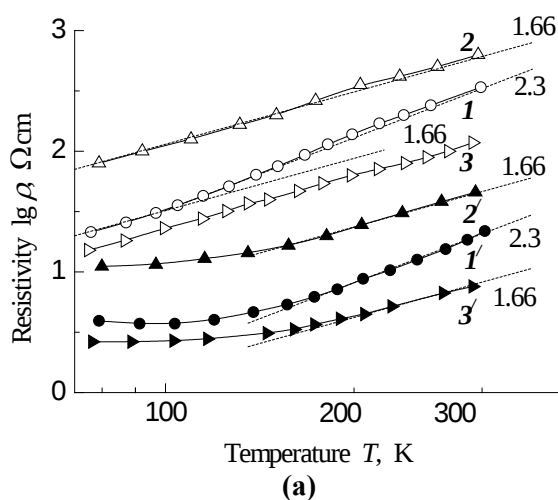


Рис. 2. (а) Залежності $\rho(T)$ в подвійному логарифмічному масштабі для *n*-Si при $N_D = 2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (1–3) і $2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (1'–3'): 1, 1' – $X = 0$; 2, 2' – $X \parallel j \parallel [100]$; 3, 3' – $X \perp j \parallel [100]$ ($X = 1,2 \text{ ГПа}$). (б) Залежність $K_r(T)$ для *n*-Si з $N_D = 2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

У випадку деформованих кристалів з $N_D = 2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (криві 2', 3', рис. 2а) при $X = 1,2 \text{ ГПа}$ останній фактор, що впливає на величину ρ , зникає за рахунок деформаційного зменшення енергії іонізації домішки при орієнтації осі деформації вздовж напрямку $[100]$, тобто $n = \text{const}$ у температурному інтервалі $78 \div 300 \text{ K}$ (див. рис. 1б). На основі значень $\rho_{\infty}^{\parallel}$ і $\rho_{\infty}^{\perp}$ можна надійно визначити параметр K , а відповідно, і K_r при будь-якій температурі. У даному випадку ($N_D = 2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) при 78 K , $K_r = 1,2 \pm 0,1$.

З порівняння параметрів анізотропії розсіювання для кристалів *n*-Si з концентраціями домішок $2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ і $2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ видно, що при розсіюванні на іонах домішки параметр K_r значно більший, ніж при міждолинному акустичному розсіюванні.

На рисунку 2б для зразка з $N_D = 2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ приведена залежність $K_r = K_r(T)$, аналіз якої вказує на зниження вкладу в анізотропію домішкового розсіювання і збільшення відносного вкладу розсіювання на акустичних коливаннях решітки з ростом температури.

Висновки. З проведених досліджень слідує, що в кристалах *n*-Si при 78 K значення параметрів анізотропії рухливості і розсіювання електронів при малих концентраціях донорної домішки, тобто в умовах переважання розсіювання на акустичних фонах, як і в *n*-Ge, можна надійно визначити за даними лише поздовжнього p 'езоопору. При концентраціях же легуючої домішки, які забезпечують змішане розсіювання, а також при підвищенні температури для коректного визначення параметра K у *n*-Si необхідні вимірювання як поздовжнього, так і поперечного p 'езоопору в області насичення кривих $\rho = \rho(X)$. Це важливо для розрахунків, моделювання, розробки конструкційних елементів пристроїв електроніки з прогнозованими параметрами гетероепітаксійних переходів, які утворюються на границі поділу гетероструктур.

© С.А. Федосов, Л.В. Яциньський, Ю.В. Коваль, Д.А. Захарчук, Л.І. Панасюк, Н.Ю. Коваль

Список використаних джерел:

1. Buryu O., ... (2024). Optimization of geometry of piezoresistive effect on the example of cubic crystals. *Information and communication technologies, electronic engineering*, 4(1), pp. 126–136. [10.23939/ict2024.01.126](https://doi.org/10.23939/ict2024.01.126)
2. Яворський Р.С., ... (2021). Системи моделювання фотоелектричних комірок. *Actual Problems of Fundamental Science (APFS'2021)*, Lutsk – Svityaz', Ukraine, pp. 50–52.
3. Олексин Ж.Р., ... (2021). Моделювання впливу параметрів буферного шару на властивості фотоелектричної комірки. *Наукові нотатки*, 72, стор. 204–216. [10.36910/775.24153966.2021.72.31](https://doi.org/10.36910/775.24153966.2021.72.31)
4. Наход В.В., ... (2023). Моделювання процесів формування гетероструктур. *Наукові нотатки*, 75, стор. 193–199. [10.36910/775.24153966.2023.75.32](https://doi.org/10.36910/775.24153966.2023.75.32)
5. Gorbachuk M. (2023). Research of piezoresistive effect in silicon films and development of measuring transducers based on them. *European Science*, 1 (sge23-01), pp. 97–103. [10.30890/2709-2313.2023-23-01-017](https://doi.org/10.30890/2709-2313.2023-23-01-017)
6. Fakhri E., ... (2022). Piezoresistance characterization of silicon nanowires in uniaxial and isostatic pressure variation. *Sensors*, 22, 6340. [10.3390/s22176340](https://doi.org/10.3390/s22176340)
7. Gaidar G.P., Baranskii P.I. (2021). Electron scattering anisotropy in silicon. *Journal of Physical Studies*, 25(1), 1602. [10.30970/jps.25.1602](https://doi.org/10.30970/jps.25.1602)
8. Баранський П.І., Федосов А.В., Гайдар Г.П. (2000). *Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу*. Надстир'я, Луцьк, 280 с.
9. Fedosov A. V.,... (1988). On the determination of the mobility anisotropy parameter in n-Si. *Semiconductors*, 22(9), pp. 1704–1705.

Дата надходження статті до видання: 25.03.2026

Дата прийняття статті до друку після рецензування: 24.05.2026

Дата оприлюднення 28.05.2026