

Національний університет “Львівська політехніка”
Міністерство освіти і науки України
Національний університет “Львівська політехніка”
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

ЛЯХ-КАГУЙ НАТАЛІЯ СТЕПАНІВНА

УДК 621.315.592; 537.63

ДИСЕРТАЦІЯ

Електро- і магнітотранспортні властивості базових сенсорних
ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb, GaSb в околі переходу метал-діелектрик

01.04.07 – фізика твердого тіла

Технічні науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук

Ідентичність усіх примірників дисертації

ЗАСВІДЧУЮ:

Вчений секретар спеціалізованої

вченої ради Д 35.052.13,

д.ф.-м.н., проф.  Д.М. Заячук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

—  — (Н.С. Лях-Кагуй)

Науковий консультант – Дружинін Анатолій Олександрович, доктор технічних
наук, професор, лауреат Державної премії України в галузі науки і техніки

Львів – 2019

АНОТАЦІЯ

Лях-Кагуй Н.С. Електро- і магнітотранспортні властивості базових сенсорних ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb, GaSb в околі переходу метал-діелектрик. - На правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук за спеціальністю 01.04.07 – фізика твердого тіла. – Національний університет «Львівська політехніка», МОН України, Львів, 2019.

Проведено комплексне дослідження електро- та магнітотранспортних властивостей ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb та GaSb у широкому інтервалі температур $1,4 \div 300$ К і магнітних полях з індукцією $0 \div 14$ Тл. Результати проведених досліджень дозволять розв'язати науково-прикладну проблему створення на їх основі високочутливих сенсорів фізичних величин, що сприятиме розвитку галузі сенсорики.

На основі вивчення впливу спін-орбітальної взаємодії на деформаційне зняття виродження енергетичного спектра валентної зони Si та Ge у дво- та тризонному наближенні кр-методу теорії збурень розрахована деформаційна залежність розщеплення валентних зон у центрі зони Бріллюена. Під впливом спін-орбітальної взаємодії відбувається зсув зони легких дірок у Si, а в Ge вплив спін-орбітальної взаємодії має місце лише при значних деформаціях $\varepsilon > 0,6$ %.

На основі аналізу зонної структури ниткоподібних кристалів InSb та GaSb із використанням ізотропного наближення моделі Кейна, яка враховує спін-орбітальну взаємодію, встановлено, що заселеність «відщепленої» зони дірок набагато менша, ніж заселеність зони провідності, «важких» та «легких» дірок, що впливає на транспортні властивості зразків InSb та GaSb.

Вперше виявлено ефект Кондо в ниткоподібних кристалах GaSb n-типу провідності з концентрацією телуру 1×10^{18} см⁻³, який виникає в результаті обмінної взаємодії між локалізованими на атомах домішки електронами і вільними носіями заряду. Встановлено, що збільшення концентрації легуючої домішки зумовлює істотне перекриття хвильових функцій, що приводить до

збільшення значення прямої обмінної взаємодії, зміни знаку інтеграла обмінної взаємодії і як результат затухання ефекту Кондо.

У ниткоподібних кристалах Si та Ge виявлено екстремально високі значення коефіцієнта тензочутливості в області дії “некласичного” п’єзоопору до $K \approx -5,24 \times 10^5$, що дозволяє їх використання у високочутливих п’єзорезистивних сенсорах механічних величин, дієдатних в області криогенних температур.

У сильнолегованих ниткоподібних кристалах Si p-типу провідності із концентрацією в околі ПМД деформація стиску приводить до появи великих значень від’ємного магнітоопору (до 15 %) у магнітних полях з індукцією $0 \div 14$ Тл, зумовленого слабкою локалізацією носіїв заряду, що підтверджує основний внесок у провідність носіїв заряду в приповерхневих шарах кристалів. На основі вивчення впливу деформації на спектр валентної зони ниткоподібних кристалів кремнію визначено енергію спін-орбітального розщеплення підзони важких дірок $\Delta_{SO} = 1,8$ меВ.

На основі експериментальних досліджень польових залежностей магнітоопору в області криогенних температур виявлено осциляційний ефект у ниткоподібних кристалах Si, Ge, InSb та GaSb, який в залежності від концентрації легуючої домішки в околі ПМД пов’язаний із магнітофононними осциляціями чи осциляціями Шубнікова – де Гааза, що дозволило оцінити основні параметри носіїв заряду в кристалах.

Виявлені магнітофононні осциляції поздовжнього та поперечного магнітоопору в ниткоподібних кристалах Ge n-типу провідності в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К і в магнітних полях з індукцією до 14 Тл зумовлені міждолинним резонансним розсіюванням електронів, а у зразках Ge p-типу – перерозподілом дірок по зонах легких та важких дірок. Амплітуда магнітофононних осциляцій залежить від величини індукції магнітного поля, струму розігріву і температури, а також значення і знаку прикладеної одновісної деформації. Встановлено, що осциляційні максимуми зумовлені внутрідолинними переходами між рівнями Ландау в долині з циклотронною ефективною масою легких електронів $m_L = 0,082m_0$ при участі поперечних оптичних фононів із

енергією $E_{TO} \approx 36,15$ меВ у L-точці зони Бріллюена, а також міждолинним резонансним розсіюванням носіїв заряду з ефективною масою важких електронів $m_L = 0,207m_0$, при участі акустичних і оптичних фононів у Γ , X_1 та X_3 -точках зони Бріллюена, відповідно з енергіями $E_{TA} = 37,3$ меВ, $E_{TA} = 9,93$ меВ та $E_{LO} = 29,8$ меВ.

В результаті аналізу поздовжнього і поперечного магнітоопору ниткоподібних кристалів InSb n-типу провідності з концентрацією легуючої домішки в діапазоні $4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $7,16 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ виявлено осциляції Шубнікова–де Гааза в інтервалі температур $4,2 \div 77$ К і магнітних полях з індукцією до 14 Тл. У зразках InSb встановлено індукований магнітним полем ПМД, зумовлений сильною спін-орбітальною взаємодією, що приводить до розщеплення кожного піку поздовжнього і поперечного магнітоопору в усьому діапазоні полів і одержання гігантських значень g-фактора $g^* = 46 \div 60$. Аналіз осциляцій Шубнікова – де Гааза дозволив розрахувати основні параметри ниткоподібних кристалів InSb, такі як циклотронна ефективна маса електронів $m_c \approx 0,03m_0 \div 0,033m_0$, рівень Фермі $E_F \approx 0,11$ еВ, температура Дінгла $T_D = 3$ К, які із збільшенням концентрації легуючої домішки зростають до $E_F \approx 0,12$ еВ та до $T_D = 12$ К, відповідно.

Виявлено ряд цікавих ефектів у напівпровідникових ниткоподібних кристалах. В сильнолегованих зразках GaSb із металевим типом провідності в слабких магнітних полях виявлено перехід від ефекту слабкої антилокалізації до слабкої локалізації носіїв заряду при температурі порядку 4 К, зумовлений зміною з температурою співвідношення між часом збою фази та часом спінової релаксації електронів. У ниткоподібних кристалах GaSb, легуваних телуrom, вперше виявлено поверхневу надпровідність при критичній температурі 4,2 К, що зумовлено сильною спін-орбітальною обмінною взаємодією носіїв заряду в металевій фазі в околі ПМД. Цей висновок підтверджується результатами дослідження магнітної сприйнятливості в слабких магнітних полях, які показали, що ниткоподібний кристал GaSb – це надпровідник другого роду з критичними полями існування надпровідності (нижнім 50 мТл і верхнім 1,1 Тл).

Вперше встановлена поява фази Беррі в польових залежностях магнітоопору при температурі 4,2 К деформованих ниткоподібних кристалів InSb та GaSb n-типу провідності з концентрацією легуючої домішки в околі ПМД, зумовлена сильною спін-орбітальною взаємодією носіїв заряду в області переходу, що підтверджує двовимірну природу електронного газу в кристалах та їх перехід у стан топологічного ізолятора.

Аналіз виявленого від'ємного магнітоопору в ниткоподібних кристалах GaSb у слабких магнітних полях $0 \div 3$ Тл, що описується двовимірною моделлю слабкої антилокалізації, дозволив визначити параметр Рашби спін-орбітальної взаємодії, що становить $1,66 \times 10^{-12}$ eV \times м. Отримані значення довжини спін-орбітальної взаємодії $l_{SO} = 20$ нм і довжини когерентності $\zeta(0) = 1,7$ нм куперівських пар, дозволили зробити припущення про конкуренцію надпровідності та слабкої антилокалізації носіїв заряду в приповерхневих шарах кристалу.

Проведені дослідження дозволили розширити фізичні уявлення про механізми транспорту носіїв заряду в легованих напівпровідникових мікрокристалах в околі ПМД при низьких температурах, у сильних магнітних полях і під впливом опромінення електронами високих енергій.

Вивчено вплив зовнішніх чинників (деформації, магнітного поля, електронного опромінення, температури) на властивості легованих ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb та GaSb як чутливих елементів сенсорів механічних, теплових і магнітних величин.

Вплив деформації на магнітотранспортні властивості ниткоподібних кристалів GaSb зумовлює розщеплення піків осциляцій Шубнікова – де Гааза, на основі чого були розраховані гігантські значеннями g-фактора Ланде 53, а також зменшення ефективної маси електронів до $m_c = 0,036 m_0$, зростання температури Дінгла до 9,6 К, пригнічення ефектів надпровідності та слабкої локалізації, а також розщеплення виродженого рівня важких дірок на дві компоненти з паралельними і протилежними спінами.

Вивчено вплив електронного опромінення на провідність, п'єзо- і магнітоопір ниткоподібних кристалів Si з концентрацією легуючої домішки $1 \times 10^{18} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Опромінення електронами з енергією 10 MeV і флюенсом $1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$ зумовлює збільшення як величини опору, так і магнітоопору в магнітних полях з індукцією до 14 Тл, а підвищення температури до 30 К приводить до зменшення значень магнітоопору. Однак, ці рівні опромінення не зумовляють зміни коефіцієнта тензочутливості при температурі рідкого гелію у сильнолегованих ниткоподібних кристалах кремнію з концентрацією бору $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Такі зразки придатні для створення радіаційностійких сенсорів механічних величин, дієдатних в області криогенних температур.

На основі виявлених кінетичних ефектів розроблено концепцію створення надчутливих радіаційностійких п'єзорезистивних сенсорів, дієдатних в екстремальних умовах експлуатації, зокрема при криогенних температурах, у сильних магнітних полях, при опроміненні електронами високих енергій, які зможуть знайти застосування в різних галузях науки і техніки.

Результати комплексних досліджень електро- та магнітотранспортних властивостей легованих ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb та GaSb за впливу зовнішніх полів були використані в сенсорній електроніці.

Розроблено тензорезистори на основі ниткоподібних кристалів Ge та GaSb як n-, так і p-типу провідності з відповідним рівнем легування домішки, які характеризуються високою тензочутливістю та слабкою температурною залежністю їх коефіцієнта тензочутливості, які рекомендовано для вимірювань у різних робочих діапазонах температур і деформацій.

Створено датчики гідростатичного тиску на основі спеціально легованих ниткоподібних кристалів GaSb n-типу провідності. Завдяки високій чутливості до гідростатичного тиску, такі датчики можуть застосовуватись для вимірювання високих тисків (до 5 кбар) робочих рідин гідравлічних систем.

Встановлений деформаційно-індукований ефект гігантського магнітоопору, що досягає 720 % у магнітних полях з індукцією до 10 Тл при температурі 4,2 К, у ниткоподібних кристалах InSb із концентрацією легуючої домішки в околі

ПМД, відкриває перспективи створення на їх основі сенсорів магнітного поля з магніторезистивним принципом дії.

В результаті вивчення електрофізичних властивостей ниткоподібних кристалів кремнію р-типу провідності, а також германію та InSb n-типу провідності як деформованих, так і недеформованих в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К і магнітних полях з індукцією до 14 Тл встановлено, що для застосування у багатофункційних сенсорах магнітного поля, температури та деформації придатні зразки Si, Ge з концентрацією легуючої домішки $5 \times 10^{17} \div 5 \times 10^{18}$ см⁻³. Виявлено, що використання тензорезисторів на основі ниткоподібних кристалів InSb n-типу провідності з концентрацією олова 2×10^{17} см⁻³ як чутливих елементів магнітного поля дозволило істотно підвищити їх чутливість при температурах $4,2 \div 70$ К та досягти незалежності магнітоопору від температури в інтервалі полів $0 \div 7$ Тл.

Ключові слова: ниткоподібний кристал, перехід метал-діелектрик, кремній, германій, InSb, GaSb, деформація, криогенні температури, високоенергетичне опромінення, магнітоопір, надпровідність, слабка локалізація, сенсор.

ABSTRACT

Liakh-Kaguy N.S. Electro- and magnetotransport properties in the basic sensory Si, Ge, InSb, GaSb whiskers in the vicinity to the metal-insulator transition. – On the rights of the manuscript.

Thesis for a scientific degree of a Doctor of Technical Sciences on the specialty 01.04.07 – Solid State Physics. Lviv Polytechnic National University, The Ministry of Education and Science of Ukraine, Lviv, 2019.

The complex investigation of electro- and magnetotransfer properties of Si, Ge, InSb and GaSb whiskers is carried out in a wide range of temperatures from 1.4 to 300 K and magnetic fields with induction of $0 \div 14$ T. The results of the conducted research will solve the scientific and applied problem of creating on their basis highly sensitive sensors of physical quantities, which will promote the development of the sensoric field.

The influence of spin-orbital interaction on the deformation removal of the degeneracy of the energy spectrum of the valence band for Si and Ge is studied in the two- and three-band approximations of the *kp*-method of perturbation theory. This allowed us to calculate the deformation dependence of the splitting of valence zones in the center of the Brillouin zone. The shift of the zone of light holes in Si occurs under the influence of spin-orbital interaction, while the influence of the spin-orbit interaction occurs in Ge only with significant deformations $\varepsilon > 0.6 \%$.

Based on the analysis of the band structure of the InSb and GaSb whiskers using an isotropic Kane model approach was established that takes into account spin-orbit interaction. The occupancy of the holes is much smaller in "split" zone than the occupancy of the "heavy" and "light" holes in the conduction band, which affects the transport properties of InSb and GaSb samples.

The Kondo effect was first detected in GaSb whiskers with tellurium concentration of $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. This effect arises as a result of an exchange interaction between holes localized on doped atoms and free charge carriers. It was established that the increasing of the doping concentration causes a significant overlap of the wave functions, which leads to an increase of the value of direct exchange interaction, the change of the sign of the exchange interaction integral and as a result of the damping of the Kondo effect.

Extremely high values of the Gauge factor up to $K \approx -5.24 \times 10^5$ for Si and Ge whiskers were found in the region of the action of the "non-classical" piezoresistance. This allows them to be used in highly sensitive piezoresistive mechanical sensors that are capable at cryogenic temperatures.

The compressive strain of highly doped p-type conductivity Si whiskers with concentration in the vicinity to the MIT leads to the appearance of large values of the negative magnetoresistance (up to 15 %) in magnetic fields with an induction of $0 \div 14 \text{ T}$. That is connected with the weak localization of charge carriers and confirms the main contribution into the conductivity of charge carriers in the near-surface layers of the crystals. The energy of the spin-orbit splitting of the heavy holes subzone is

determined as $\Delta_{SO} = 1.8$ meV due to studying the strain effect on the valence band spectrum of Si whiskers

On the basis of experimental studies of the magnetoresistance field dependences at cryogenic temperatures, an oscillatory effect was found in Si, Ge, InSb and GaSb whiskers. The effect was associated with magnetophonon oscillations or oscillations of Shubnikov de Haas, depending on the doping concentration in the vicinity to the metal-insulator transition, and allowed estimate the basic parameters of charge carriers in crystals.

The detected magneto-phonon oscillations of the longitudinal and transverse magnetoresistance in n-type conductivity Ge whiskers in the temperature range $4.2 \div 70$ K and in magnetic fields with an induction up to 14 T are due to intervalley resonance scattering of electrons, and due to the redistribution of holes between light and heavy hole zones in p-type Ge whiskers. The amplitude of the magneto-phonon oscillations depends on the magnitude of the magnetic field induction, the heating current and the temperature, as well as the value and the sign of the applied uniaxial strain. It was established the oscillation maxima due to the intrinsic transitions between the Landau levels in the valley with cyclotron effective mass of light electrons $m_L = 0.082m_0$ with the participation of transverse optical phonons with energy $E_{TO} \approx 36.15$ meV at the L-point of the Brillouin zone, as well as the intervalley resonance scattering of charge carriers with an effective mass of heavy electrons $m_L = 0.207m_0$, with the participation of acoustic and optical phonons in the Γ , X_1 and X_3 points of the Brillouin zone, respectively, with energies $E_{TA} = 37.3$ meV, $E_{TA} = 9.93$ meV and $E_{LO} = 29.8$ meV.

Shubnikov-de Haas oscillations were detected in the temperature interval of $4.2 \div 77$ K and magnetic fields with induction up to 14 T as a result of the analysis of the longitudinal and transversal magnetoresistance of n-type conductivity InSb whiskers with a concentration of a dopant in the range of $4.4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ to $7.16 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The induced magnetic field MIT is established in the InSb whiskers due to strong spin-orbit interaction, which leads to the splitting of each peak of the longitudinal and transverse magnetoresistance in whole range of magnetic fields and to obtain giant g-factor $g^* = 46 \div 60$. Analysis of the Shubnikov-de Haas oscillations allowed to calculate the

basic parameters of InSb whiskers, such as the cyclotron effective mass of electrons $m_c \approx 0.03m_o \div 0.033m_o$, the Fermi level $E_F \approx 0.11$ eV, the Dingle temperature $T_D = 3$ K, which, with increasing doping concentration increases to $E_F \approx 0.12$ eV and up to $T_D = 12$ K, respectively.

A transition from the effect of weak antilocalisation to the weak localization of charge carriers at temperature about 4 K was detected in heavy doped whiskers with a metallic type of conductivity in weak magnetic fields due to a change in the temperature correlation between dephasing time and electron spin relaxation time. Surface LANSUPERCONDUCTIVITY was first observed at a critical temperature of 4.2 K in GaSb whiskers doped with tellurium due to the strong spin-orbit exchange interaction of charge carriers in the metal phase in the vicinity to the metal-insulator transition. This conclusion is confirmed by the results of the study of the magnetic susceptibility of crystals in weak magnetic fields. This showed that the GaSb whisker is a superconductor of the second kind with critical fields (lower 50 mT and upper 1.1 T) of existence of superconductivity.

The first appearance of the Berry phase on the magnetoresistance field dependences at temperature 4.2 K was found in the strained n-type conductivity InSb and GaSb whiskers with a doping concentration near the MIT due to the strong spin-orbit interaction of charge carriers in the vicinity to the metal-insulator transition. That confirms the two-dimensional nature of the electron gas in crystals and their transition into the state of the topological insulator.

The analysis of the detected negative magnetoresistance of GaSb whiskers in weak magnetic fields $0 \div 3$ T, that described by a two-dimensional model of weak antilocalization, allowed us to determine the Rashba parameter of the spin-orbit interaction, which is 1.66×10^{-12} eV \times m. The obtained values of the spin-orbit interaction length $l_{SO} = 20$ nm and the coherence length of the Cooper pairs $\xi(0) = 1.7$ nm made it possible to assume that there is a competition of the superconductivity and weak antilocalization of charge carriers in the near-surface crystal layers.

The physical representations about the transport mechanisms of charge carriers are expanded due to the conducted studies for doped semiconductor microcrystals in the

vicinity to the metal-insulator transition at low temperatures in strong magnetic fields and under the influence of high-energy electron irradiation.

The influence of external factors (strain, magnetic field, electron irradiation, temperature) on the properties of doped Si, Ge, InSb and GaSb whiskers as sensitive elements of mechanical, thermal and magnetic sensors was studied.

The strain influence on the magnetotransport properties of GaSb whiskers leads to the splitting of the Shubnikov-de Haas oscillation peaks. On the basis of this, the giant values of the Lande g-factor 53 was calculated, as well as the reduction of the effective electron mass down to $m_c = 0.036 m_o$, the Dingle temperature growth up to 9.6 K, the suppression of the superconductivity and weak localization effects, and the splitting of the degenerate level of heavy holes into two components with parallel and opposite spins.

The influence of electron irradiation on the piezo- and magnetoresistance was studied in the Si whiskers with a dopant concentration $1 \times 10^{18} \div 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The irradiation by electrons with an energy of 10 MeV and a fluence of $1 \times 10^{18} \text{ el/cm}^2$ causes an increase in both the resistance value and the magnetoresistance in magnetic fields with an induction up to 14 T. And the temperature rise up to 30 K leads to a decrease in the magnitude of the magnetoresistance. However, these irradiation levels do not lead to a change of the Gauge factor at the liquid helium temperature in the Si whiskers with a high boron concentration of $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Such samples are suitable for the creation of radiation-sensitive mechanical sensors operating at cryogenic temperatures.

The concept of creating supersensitive radiation-sensitive piezoresistance sensors has been developed due to the discovered new kinetic effects in the whiskers. These sensors, which can be used in various fields of science and technology, are capable of extreme operating conditions, in particular at cryogenic temperatures, in strong magnetic fields with irradiation by high-energy electrons that will be able to find application in various fields of science and technology.

The results of complex investigations of electro- and magnetotransport properties of doped Si, Ge, InSb and GaSb whiskers under the influence of external fields were used in sensor electronics. The strain gauges on the basis of both n- and p-type

conductivity Ge and GaSb whiskers have been developed with a corresponding doping level, that are characterized by high Gauge factors and their weak temperature dependence. They are recommended for measurements in different ranges of temperature and strain.

Sensors of hydrostatic pressure were created on the basis of specially doped n-type conductivity GaSb whiskers due to high sensitivity to hydrostatic pressure, such sensors can be used to measure high pressures (up to 5 kbar) of working fluids of hydraulic systems.

The established strain induced effect of a giant magnetoresistance, reaching 720 % in magnetic fields with an induction up to 10 T at temperature of 4.2 K, in InSb whiskers with a doping concentration in the vicinity to MID opens the prospects for the creation of magnetoresistance magnetic field sensors on their basis.

As a result of the electrophysical properties of deformed and undeformed p-type conductivity silicon whiskers, n-type germanium and InSb whiskers were studied in the temperature range of 4.2 ÷ 300 K and magnetic fields with induction up to 14 T.

It has been established that for use in multifunctional sensors to measure the magnetic field, temperature and strain are suitable Si and Ge samples with a doping concentration $5 \times 10^{17} \div 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. It was found that the use of the strain gauges on the basis of n-type conductivity InSb whiskers with a tin concentration of $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ as sensitive elements of the magnetic field. That allowed them the significantly increasing their sensitivity at temperature of 4.2 ÷ 70 K and the achievement of the temperature independence of magnetoresistance in the magnetic field range 0 ÷ 7 T.

Keywords: whisker, metal-insulator transition, silicon, germanium, InSb, GaSb, strain, cryogenic temperatures, high-energy irradiation, magnetoresistance, superconductivity, weak localization, sensor.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., Лях-Кагуй, Н. С., Маслюк, В. Т., & Мегела, І. Г. (2010). Вплив електронного опромінення на низькотемпературну провідність легованих ниткоподібних кристалів Si та Si-Ge. *Physics and Chemistry of Solid State*, 11(3), 588-592. <http://page.if.ua/uploads/pcss/vol11/1103-07.pdf>
2. Дружинин, А. А., Марьямова, И. И., Кутраков, А. П., Лях-Кагуй, Н. С., Маслюк, В. Т., & Мегела, И. Г. (2010). Исследование влияния электронного облучения на кремниевые тензорезисторы. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 1 (85), 26-29. <http://dspace.nbuu.gov.ua/bitstream/handle/123456789/51887/07>
3. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Кутраков, О. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2011). Ниткоподібні кристали кремнію для сенсорної електроніки. *Фізика і хімія твердого тіла*, (12, № 4), 1078-1084. http://nbuv.gov.ua/UJRN/PhKhTT_2011_12_4_41
4. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Кутраков, О. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2012). Тензорезистивні сенсори тиску на основі ниткоподібних кристалів кремнію. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*, 9(3), 16-24. <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2012.3.114538>
5. Дружинин, А. А., Кутраков, А. П., Лях-Кагуй, Н. С., & Вуйцик, А. М. (2013). Двухфункциональный датчик давления-температуры на основе нитевидных кристаллов кремния. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 4, 23-26. <http://dspace.nbuu.gov.ua/handle/123456789/56345>
6. Дружинін, А. О., Островський, І. П., Лях-Кагуй, Н. С., & Вуйцик, А. М. (2013). Магнетофононний резонанс у ниткоподібних кристалах германію. *Вісник Національного університету "Львівська політехніка": Електроніка*, 764, 135-142. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/24011>

7. Дружинін, А. О., Большакова, І. А., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., & Лях-Кагуй, Н. С. (2014). Особливості магнітоопору мікрокристалів InSb за кріогенних температур. *Вісник Національного університету Львівська політехніка. Електроніка*, (798), 93-98. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/25690>
8. Druzhynin, A., Ostrovskiy, I., Khoverko, Y., Khytruk, I., & Liakh-Kaguy, N. (2015). Low temperature performances of doped GaSb whiskers. *Computational Problems of Electrical Engineering*, 5(2), 75–78. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/33977>
9. Дружинин А.А., Марьямова И.И., Кутраков А.П., Лях-Кагуй Н.С. (2015). Датчики гидростатического давления на основе микрокристаллов антимонида галлия. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 4, 19–23. <https://doi.org/10.15222/ТКЕА2015.4.19>
10. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Liakh-Kaguy N.S. (2016). Thermoelectric properties of SiGe whiskers. *Information and Telecommunication Sciences*, (2), 20-27. <https://doi.org/10.20535/2411-2976.22016.20-27>
11. Druzhinin, A. A., Khoverko, Y. M., Kuttrakov, A. P., Liakh-Kaguy, N. S., & Yatsukhnenko, S. Y. (2017). Sensitive element of multifunctional sensor for measuring temperature, strain and magnetic field induction. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 6, 42–45. <https://doi.org/10.15222/ТКЕА2017.6.03>
12. Дружинін А.О., Мар'ямова І.Й., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2018). Вплив одновісної деформації та гідростатичного тиску на властивості тонких шарів InSb. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*, 15(3), 50–57. <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2018.3.142044>
13. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.M., Liakh-Kaguy N.S. (2018). Magnetoresistance of Ge-Si whiskers in the vicinity to metal-insulator transition. *Physics and Chemistry of Solid State*, 19(2), 130-133. <https://doi.org/10.15330/pcss.19.2.130-133>

14. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Strain-Induced Berry Phase in GaSb Microcrystals. *Journal of Low Temperature Physics*, 196(3-4), 375-385. <https://doi.org/10.1007/s10909-019-02189-4>
15. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Lukyanchenko, A. (2018). Spin-orbit interaction in InSb core-shell wires. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 674(1), 1-10. <https://doi.org/10.1080/15421406.2019.1578506>
16. Druzhinin, A. A., Maryamova, I. I., Kuttrakov, O. P., Liakh-Kaguy, N. S., & Palewski, T. (2012). Strain induced effects in p-type silicon whiskers at low temperatures. *Functional materials*, 19(3), 325-329. <http://dspace.nbu.gov.ua/handle/123456789/135328>
17. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Khoverko, Y. N., Liakh-Kaguy, N. S., & Vuytsyk, A. M. (2014). Low temperature characteristics of germanium whiskers. *Functional materials*, 21 (2), 130-136. <http://dspace.nbu.gov.ua/handle/123456789/120404>
18. Druzhinin, A., Bolshakova, I., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2015). Low temperature magnetoresistance of InSb whiskers. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 40, 550-555. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2015.07.030>
19. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., Khytruk, I., & Rogacki, K. (2015). Peculiarities of magnetoresistance in InSb whiskers at cryogenic temperatures. *Materials Research Bulletin*, 72, 324-330. <https://doi.org/10.1016/j.materresbull.2015.08.016>
20. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2016). Negative magnetoresistance in indium antimonide whiskers doped with tin. *Low Temperature Physics*, 42(6), 453-457. <https://doi.org/10.1063/1.4954778>
21. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Liakh-Kaguy, N., & Kogut, I. (2016). Thermoelectric properties of oblique SiGe whiskers. *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 8(2), 02030-1–02030-5. http://nbuv.gov.ua/UJRN/jnef_2016_8_2_32

22. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2017). Low-temperature magnetoresistance of GaSb whiskers. *Low Temperature Physics*, 43(6), 692-698. <https://doi.org/10.1063/1.4985975>
23. Khytruk, I., Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Rogacki, K. (2017). Properties of doped GaSb whiskers at low temperatures. *Nanoscale research letters*, 12(1), 156. <https://doi.org/10.1186/s11671-017-1923-1>
24. Budzhak, Y., Liakh-Kaguy, N., Ostrovskii, I., & Druzhinin, A. (2018). Peculiarities of Electroconductivity and Magnetoresistance in Silicon Whiskers with Doping Concentration in the Vicinity to Metal-insulator Transition at Low Temperatures. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 10(4), 04015-1–04015-7. [https://doi.org/10.21272/jnep.10\(4\).04015](https://doi.org/10.21272/jnep.10(4).04015)
25. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Rogacki, K. (2018). Berry phase in strained InSb whiskers. *Low Temperature Physics*, 44(11), 1189-1194. <https://doi.org/10.1063/1.5060974>
26. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Quantization in magnetoresistance of strained InSb whiskers. *Low Temperature Physics*, 45(5), 513-517. <https://doi.org/10.1063/1.5097360>
27. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Spin-orbit Splitting of Valence Band in Silicon Whiskers under Strain. *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 11 (2), 02019-1–2019-8. [https://doi.org/10.21272/jnep.11\(2\).02019](https://doi.org/10.21272/jnep.11(2).02019)

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ, ЯКІ ЗАСВІДЧУЮТЬ АПРОБАЦІЮ

МАТЕРІАЛІВ ДИСЕРТАЦІЇ:

28. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N., Byldina Ya. (February, 2016). Magnetoresistance oscillation in germanium and indium antimonide whiskers. *Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science. Proceedings of the XIII-th*

- International Conference TCSET*, (pp. 361–363.) Lviv-Slavske, Ukraine.
[http://doi.org/ 10.1109/TCSET.2016.7452059](http://doi.org/10.1109/TCSET.2016.7452059)
29. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Liakh-Kaguy N.S., Kogut Iu.R. (2016, May). Properties of SiGe microcrystals in strong magnetic fields for thermoelectric sensors. *Proceedings of the International Conference on Electronics and Information Technology*, (pp. 39–42) Odesa, Ukraine.
<http://doi.org/10.1109/ICEAIT.2016.7500987>
30. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N. (2017, September). Magnetoresistance oscillations in InSb and GaSb whiskers at low temperatures. *The Second International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo'2017). Conference Proceedings*, (pp. 1–5) Odessa, Ukraine.
<https://doi.org/10.1109/UkrMiCo.2017.8095393>
31. Druzhinin A., Ostrovskii I., Liakh-Kaguy N., Zyska T., Tuleshova A., Satymbekov M., Iskakova A. (2017). Thermoelectric properties of SiGe whiskers with various morphology. *Proceedings of SPIE*, 10445, 1044556-1–1044556-9.
<http://doi.org/10.1117/12.2280895>
32. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N., Byldina Y. (2017). Magnetoresistance of doped Te:GaSb whiskers. *Proceedings of the 2017 IEEE 7th Second International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2017)*, (pp. 04NESP11-1–04NESP11-4.) Zatoka, Odessa, Ukraine. <http://doi.org/10.1109/NAP.2017.8190298>
33. Druzhinin A., Maryamova I., Kuttrakov O., Liakh-Kaguy N. (2018). Studies piezoresistive properties of n-type conductivity indium antimonide thin layers. *Proceedings of 14th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET)*, (pp. 445–448) Lviv-Slavske, Ukraine.
<https://doi.org/10.1109/TCSET.2018.8336237>
34. Druzhinin A., Kuttrakov A., Liakh-Kaguy N. (2017, April). The effect of hydrostatic pressure on the indium antimonide thin films. *37th International*

Conference on Electronics and Nanotechnology, (ELNANO), Conference Proceedings, (pp. 96–99) Kyiv, Ukraine, IEEE.
<https://doi.org/10.1109/ELNANO.2017.7939724>

35. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N., (2019, April). Deformation-induced Magnetoconductance in Silicon Whiskers near Metal-insulator Transition. *39th International Conference on Electronics and Nanotechnology, (ELNANO), Conference Proceedings, (pp. 732–735) Kyiv, Ukraine, IEEE.* <https://doi.org/10.1109/ELNANO.2019.8783337>
36. Дружинин А.А., Марьямова И.И., Кутраков А.П., Лях-Кагуй Н.С. (2009). Исследование влияния электронного облучения на кремниевые тензорезисторы. *Труды 10-ой Международной научно-практической конференции “Современные информационные и электронные технологии” (СИЭТ-2009), Том 2 (с. 153). м. Одесса. Украина.*
37. Дружинин А.О., Островський І.П. Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. (2009, Вересень). Вплив деформації на магнітоопір ниткоподібних кристалів кремнію та Si-Ge. *Тези доповідей IV Української наукової конференції з фізики напівпровідників. Том 1, (с. 203-204) м. Запоріжжя, Україна.*
38. Дружинин А.О., Мар'ямова І.Й., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2010). Дослідження впливу електронного опромінення на ниткоподібні кристали Si, SiGe та шари полікремнію. *4-та Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-4): Тези доповідей, (с. 8–9) м. Одесса: Астропринт, Україна.*
39. Дружинин А.О., Мар'ямова І.Й., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2010). Провідність легованих НК кремнію, опромінених електронами. *VII Міжнародна школа-конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників»: Тези доповідей, (с. 164) м. Дрогобич, Україна.*
40. Дружинин А.О., Мар'ямова І.Й., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2011, Жовтень) Деформаційно-стимульовані ефекти в мікрокристалах кремнію р-типу за низьких температур. *Збірник тез V Української наукової*

- конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-5), (с. 136–137) Ужгород, Україна.
41. Дружинін А.О., Мар'ямова І.Й., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2012, Травень). Тензорезистивні сенсори на основі ниткоподібних кристалів кремнію. *5-та Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-5). Тези доповідей*, (с. 185–186) Одеса, Україна.
42. Дружинин А.А., Кутраков А.П., Лях-Кагуй Н.С., Вуйцик А.М. (2013, Мау). Разработка двухфункционального датчика давления-температуры на основе нитевидных кристаллов кремния. *Труды XIV Международной научно-практической конференции “Современные информационные и электронные технологии” (СИЭТ)*, (с. 242–243) Одесса, Україна.
43. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С., Вуйцик А.М. (2012, Вересень) Низькотемпературні характеристики легованих ниткоподібних кристалів Ge. *Тези доповідей VI-ї Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-6)*, (с. 83–84) Чернівці, Україна.
44. Druzhinin A., Kuttrakov A., Liakh-Kaguy N., Vuuytsyk A. (2014, February). Pressure-temperature sensor based on p-type silicon whiskers. *Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science. Proceedings of the XII-th International Conference (TCSET)*, (pp. 320–322.). Lviv-Slavske, Ukraine.
45. Дружинин А.А., Марьямова И.И., Кутраков А.П., Лях-Кагуй Н.С. (2015, Май). Датчики гидростатического давления на основе нитевидных кристаллов антимонида галлия. *Труды XVI Международной научно-практической конференции “Современные информационные и электронные технологии” (СИЭТ)*, (с. 226-227). Одесса, Украина.
46. Хитрук І.І., Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. (2016, Вересень). Особливості магнітоопору ниткоподібних кристалів GaSb n-типу в умовах слабої локалізації за низьких температур. *7-ма*

Українська наукова конференція з фізики напівпровідників. Матеріали конференції, (с. 130–131) Дніпро, Україна.

47. Khytruk I.I., Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.N., Liakh-Kaguy N.S. (2016, August) Properties of doped GaSb whiskers at low temperatures. *Abstract book of International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO)*, (p. 537). Lviv, Ukraine.
48. Дружинін А.О., Марямова І.Й., Островський І.П., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2018). Вплив деформації на властивості тонких шарів InSb в широкому інтервалі температур. *8-ма Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-8): Тези доповідей*, (с. 27) Одеса, Україна.
49. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N., Lukianchenko A. (2018, August). Spin-orbit interaction in InSb core-shell wires. *Abstract book of International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO)*, (p. 622.) Kyiv, Ukraine.
50. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. (2018, Жовтень). Надпровідність мікрокристалів GaSb за низьких температур в слабких магнітних полях. *8-ма Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (УНКФН-8)*, (с. 60–61) Ужгород, Україна.
51. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.N., Liakh-Kaguy N.S. (2018). Superconductivity of GaSb microcrystals at weak magnetic fields. *Materials of the International Meeting “Cluster and nanostructured materials (CNM-5)”*, (p. 50–51) Uzhhorod, Ukraine.

Патенти України:

52. Патент на корисну модель № 106175 Україна, МПК: (2016.04) G01K 7/22. *Багатофункційний датчик* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № у 201507474; заявл. 27.07.2016, опублік. 25.04.2016, Бюл. № 8.

53. Патент на корисну модель № 119016 Україна, МПК: (2017.09) G01K 7/22, G01B 7/16. *Багатофункційний датчик для криогенних температур* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. – № у 201701869; опублік. 11.09.2017, Бюл. № 17.
54. Патент на корисну модель № 111724 Україна, МПК: (2016.11) G01V 1/16, G01V 1/52. *Сейсмічний датчик вібрацій* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С., Корецький Р.М. – № у 201604087; заявл. 14.04.2016, опублік. 25.11.2016, Бюл. № 22.
55. Патент на корисну модель № 133495 Україна, МПК: (2019.04) G01L 7/02, G01L 9/02, G01L 9/04. *Датчик гідростатичного тиску* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № у 201810828; заявл. 01.11.2018, опублік. 10.04.2019, Бюл. № 7.
56. Патент на корисну модель № 79101 Україна, МПК: (2013.04) G01K 7/22, G01B 7/16, G01L 9/04, G01L 9/06. *Газовий термометр* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № у 2012 12082; заявл. 22.10.2012, опублік. 10.04.2013, Бюл. № 7.
57. Патент на корисну модель № 86792 Україна, МПК: (2014.01) G01K 7/22, G01L 9/06. *Газовий термометр для криогенних температур* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № у 201308841; заявл. 15.07.2013, опублік. 10.01.2014, Бюл. № 1.
58. Патент на корисну модель № 107892 Україна, МПК: (2016.06) G01K 7/02, H01L 35/34. *Датчик теплового випромінювання* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № у 201512671; заявл. 21.12.2015, опублік. 24.06.2016, Бюл. № 12.
59. Патент на корисну модель № 95398 Україна, МПК: (2014.12) G01K 7/22. *Спосіб компенсації температурної залежності тензочутливості* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № у 201406812; заявл. 16.06.2014, опублік. 25.12.2014, Бюл. № 4.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ ТА ПОЗНАЧЕНЬ	29
ВСТУП	30
РОЗДІЛ 1. ОТРИМАННЯ ЛЕГОВАНИХ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ Si, Ge, InSb і GaSb ТА МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕНЬ ЇХ ВЛАСТИВОСТЕЙ .	40
1.1. Отримання НК Si та Ge із наперед заданими геометричними параметрами та дослідження їх структурних характеристик	40
1.1.1. Технологічні умови вирощування НК Si, Ge.	40
1.1.2. Аналіз кінетичних параметрів росту НК Si	45
1.2. Методика отримання НК антимонідів індію і галію	47
1.2.1. Отримання НК InSb	47
1.2.2. Технологічні особливості вирощування НК GaSb із наперед заданими властивостями та геометричними параметрами	48
1.2.3. Методика створення електричних контактів до НК GaSb	52
1.3. Методика дослідження п'зоопору НК Si та Ge в широкому інтервалі температур	60
1.3.1. Методика створення термічно-напруженого стану НК Si та Ge	61
1.3.2. Аналіз поверхнево-напруженого стану кристалу	62
1.4. Методика вимірювань характеристик НК Si, Ge, InSb та GaSb	66
1.4.1. Методика вимірювань характеристик зразків у широкому інтервалі температур і магнітних полів	66
1.4.2. Методика досліджень магнітної сприйнятливості НК GaSb при низьких температурах	68
1.5. Підбір зразків для дослідження електрофізичних і магнітних властивостей	71

1.5.1. Характеристика НК Si та Ge для досліджень п'єзо- і магнітоопору . . .	71
1.5.2. Характеристика НК InSb та GaSb для досліджень електропровідності та магнітоопору	73
1.6. Методика дослідження впливу електронного опромінення на характеристики НК кремнію	74
1.6.1. Методика досліджень характеристик легованих НК Si, опромінених електронами високих енергій	74
1.6.2. Підбір зразків Si для експериментів із електронного опромінення . . .	75
1.7. Висновки до розділу 1.	79
РОЗДІЛ 2. ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ І П'ЄЗООПІР НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ ТА ГЕРМАНІЮ	81
2.1. Феноменологічний опис п'єзорезистивного ефекту в напівпровідниках.	81
2.1.1. Механізми виникнення п'єзоопору в напівпровідниках при одновісній пружній деформації	82
2.1.2. П'єзорезистивний ефект при гідростатичному тиску	85
2.1.3. П'єзорезистивний ефект у кремнії та германії	87
2.2. Вплив деформації на енергетичний спектр валентної зони Si та Ge з врахуванням спін-орбітального розщеплення	94
2.2.1. Теоретико-групові аспекти впливу деформації на спін-орбітальне розщеплення спектру валентної зони	94
2.2.2. Розрахунок енергетичного спектру валентної зони Si та Ge	98
2.2.3 Особливості впливу деформації на спін-орбітальне розщеплення Si та Ge	102
2.3. П'єзоопір НК Si та Ge р-типу провідності при низьких температурах	106
2.3.1. П'єзоопір НК Si в околі ПМД при низьких температурах	107
2.3.2. Вплив деформації на електропровідність легованих НК Ge	112
2.3.3. Стрибкова провідність НК Ge в області гелієвих температур.	118

2.3.4. Аналіз впливу деформації на домішкову провідність НК Ge.	119
2.3.5. Практичні рекомендації щодо застосування НК Ge у сенсорах, дієдатних в області криогенних температур.	120
2.4. Термічна деформація та її вплив на характеристики чутливих елементів сенсорів на основі НК Si та Ge	121
2.5. Висновки до розділу 2	124

РОЗДІЛ 3. МАГНІТОТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ І ГЕРМАНІЮ	126
3.1. Особливості магнітоопору напівпровідникових кристалів	126
3.1.1. Магнітоопір кристалів Si та Ge при низьких температурах.	126
3.1.2. Магнітофононні осциляції магнітоопору в НК Ge при криогенних температурах	128
3.2. Вплив деформації на магнітотранспортні властивості НК Si та Ge р-типу провідності при низьких температурах.	130
3.2.1. Магнітоопір і п'єзомагнітоопір Si при температурі 4,2 К.	130
3.2.2. Особливості магнітоопору недеформованих НК Si при криогенних температурах.	136
3.2.3. Ефект слабкої локалізації в НК Si.	148
3.2.4. Магнітоопір і п'єзомагнітоопір НК Ge при 4,2 К.	152
3.3. Магнітофононні осциляції магнітоопору в НК германію.	156
3.3.1. Магнітофононні осциляції в НК Ge n-типу провідності	157
3.3.1.1. Вплив деформації на характер осциляцій НК Ge	157
3.3.1.2. Особливості магнітоопору НК Ge в полях до 35 Тл.	163
3.3.1.3. Аналіз енергетичних діаграм магнітоопору та класифікація міждолинних переходів електронів у НК Ge	165
3.3.1.4. Вплив температури і розігріву носіїв заряду на характер осциляцій магнітоопору в НК Ge	167

3.3.2. Магнітофононні осциляції магнітоопору НК Ge p-типу провідності при криогенних температурах	171
3.3.2.1. Вплив деформації на характер осциляцій в НК Ge та їх період при температурі 4,2 К	171
3.3.2.2. Вплив температури на п'єзомагнітоопір Ge в поздовжньому і поперечному магнітних полях.	173
3.3.2.3. Осциляції поздовжнього п'єзомагнітоопору в НК Ge.	176
3.4. Використання результатів досліджень магнітотранспортних властивостей НК Ge для створення чутливих елементів сенсорів	177
3.5. Висновки до розділу 3.	178

РОЗДІЛ 4. ВПЛИВ ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ, П'ЄЗО- ТА МАГНІТООПІР НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ	181
4.1. Аналітичний огляд літератури щодо впливу електронного опромінення на кремній	181
4.1.1. Радіаційні дефекти в кремнії.	181
4.1.2. Опромінення та відпал зразків кремнію n- і p-типу провідності	184
4.1.3. Вплив електронного опромінення на провідність Si при низьких температурах.	186
4.2. Вплив електронного опромінення на характеристики легованих НК Si p-типу провідності.	191
4.2.1 Вплив опромінення електронами високих енергій на температурні залежності опору НК Si	191
4.2.2. Вплив електронного опромінення на стрибкову провідність легованих НК Si.	194
4.2.3. Дослідження впливу електронного опромінення з різною енергією та флюенсом на характеристики легованих НК Si.	198

4.3. Вплив електронного опромінення на магнітоопір НК Si	200
4.4. Тензорезистивні характеристики НК Si, опромінених електронами високих енергій.	203
4.4.1. Вплив деформації на низькотемпературну провідність легованих НК Si, опромінених електронам.	203
4.4.2. Визначення коефіцієнта тензочутливості опромінених високоенергетичними електронами НК Si.	207
4.5. Висновки до розділу 4	211

РОЗДІЛ 5. ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ InSb та GaSb

5.1. Стан проблеми щодо вивчення електротранспортних властивостей НК InSb та GaSb	213
5.1.1. Актуальність дослідження НК InSb та GaSb та методи опису їх електротранспортних властивостей	213
5.1.2. Зонна структура InSb та GaSb	216
5.1.3. Механізми розсіяння носіїв заряду в сполуках A3B5	218
5.2. Електротранспорт у НК InSb та GaSb n-типу провідності	231
5.3. Ефект Кондо в НК GaSb n-типу провідності.	240
5.4. Застосування результатів досліджень електротранспортних властивостей НК InSb n-типу провідності	242
5.5. Висновки до розділу 5	244

РОЗДІЛ 6. МАГНІТОТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ InSb та GaSb N-ТИПУ ПРОВІДНОСТІ. .

6.1. Стан проблеми щодо вивчення магнітотранспортних властивостей InSb та GaSb.	245
6.2. Магнітотранспортні властивості НК InSb.	248

6.2.1. Осциляції Шубнікова – де Гааза в НК InSb	248
6.2.2. Індукований магнітним полем ПМД у НК InSb.	253
6.2.3. Спін-орбітальне розщеплення в НК InSb.	255
6.2.4. Застосування результатів досліджень магнітотранспортних властивостей НК InSb.	257
6.2.5. Від’ємний магнітоопір в НК InSb у поздовжньому полі.	258
6.3. Магнітотранспортні властивості НК GaSb.	265
6.3.1. Осциляції Шубнікова – де Гааза в НК GaSb в поздовжньому і поперечному магнітних полях.	265
6.3.2. Ефект надпровідності в НК GaSb у слабких магнітних полях.	268
6.3.3. Ефект слабкої антилокалізації в НК GaSb.	275
6.3.4. Перехід від слабкої локалізації до антилокалізації в НК GaSb.	277
6.3.5. Параметр Рашби спін-орбітальної взаємодії в НК GaSb.	281
6.4. Вплив деформації на магнітотранспортні властивості НК InSb	284
6.4.1. Особливості магнітоопору НК InSb під дією деформації.	284
6.4.2. Індукована деформацією фаза Беррі в зразках InSb.	289
6.5. Вплив деформації на магнітотранспортні властивості НК GaSb	292
6.5.1. Поява Фази Беррі в деформованих зразках GaSb	292
6.5.2. Вплив деформації на ефекти надпровідності та слабкої антилокалізації у НК GaSb.	297
6.6. Висновки до розділу 6	306

РОЗДІЛ 7. СТВОРЕННЯ СЕНСОРІВ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН НА ОСНОВІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ Si, Ge, InSb, GaSb	309
7.1. Стан проблеми вимірювання температури, деформації та магнітного поля існуючими датчиками.	309
7.2. Тензорезистори на основі НК германію та антимоніду галію.	316
7.2.1. Тензорезистори на основі НК Ge	316

7.2.2. Тензорезистори на основі НК GaSb n- і p-типу провідності.	321
7.3. Датчики гідростатичного тиску на основі НК GaSb.	327
7.3.1. Вплив гідростатичного тиску на характеристики НК GaSb n-типу провідності	327
7.3.2. Характеристики датчиків гідростатичного тиску з тензорезисторами на основі НК GaSb	330
7.4. Деформаційно-стимульовані ефекти в НК InSb при криогенних температурах для сенсорних застосувань	336
7.5. Багатофункційний датчик для вимірювання температури, деформації та магнітного поля.	342
7.6. Висновки до розділу 7.	349
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ	351
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	355
ДОДАТКИ	404
Додаток А. Акти про використання результатів дисертації	404
Додаток Б. Список основних опублікованих праць за темою дисертації . . .	408

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ ТА ПОЗНАЧЕНЬ

НК – ниткоподібний кристал

ПМД – перехід метал–діелектрик

ОПД – одновісна пружна деформація

ПРК – пара–рідина–кристал

РЕМ – растрова електронна мікроскопія

КТЧ – коефіцієнт тензочутливості

КТР – коефіцієнт термічного розширення

ТКО – температурний коефіцієнт опору

МО – магнітоопір

ВМО – від’ємний магнітоопір

ЕО – електронне опромінення

ВСТУП

Актуальність теми. Розвиток мікроелектроніки і сенсорної техніки невід’ємно пов’язаний зі створенням нових функціональних матеріалів на основі напівпровідників у вигляді 1D і 2D наноструктур, удосконаленням технологій їх отримання та прогнозуванням наперед заданих фізичних властивостей, в т.ч за впливу зовнішніх полів.

Сьогодні найбільша увага приділяється вивченню мікро- та нанокристалів Si, Ge та сполук A_3B_5 , що зумовлено простотою технологічного процесу їх вирощування, низькою вартістю вихідної сировини, широким спектром практичного застосування та можливістю роботи в широкому інтервалі температур. Одновимірні кристали Si і Ge, вирощені у формі ниток, мають досконалу кристалічну структуру і є ідеальним матеріалом для спостереження квантових ефектів при криогенних температурах. В напівпровідникових одновимірних кристалах з проміжним та високим рівнем легування спостерігаються особливості магнітоопору та п’єзомагнітоопору (осциляції Шубнікова – де Гааза, магнітофононні осциляції, тощо) внаслідок квантування носіїв заряду при низьких температурах. Окрім цього, завдяки своїй унікальній формі, розмірам, високій пружності та механічній міцності, що пояснюється структурною досконалістю, ниткоподібні кристали усе ширше застосовуються в різних галузях практичної діяльності людини (авіаційна, ракетно-космічна, медична, транспорт, телекомунікації тощо). Ниткоподібні кристали є перспективною елементною базою для сенсорної електроніки, які завдяки своїм особливостям морфології, можливості контрольованого легування, механічній міцності, мініатюрності та гнучкості технології їх виготовлення, дозволяють створити на їх основі численні сенсори фізичних величин, зокрема, механічних, а також сенсори температури та магнітного поля з наперед заданими параметрами і характеристиками.

Важливою науково-технічною проблемою, яка на сьогодні залишається не розв’язаною, є розроблення концепції створення сенсорів фізичних величин, дієздатних у складних умовах експлуатації (сильні магнітні поля, низькі

температури, вплив опромінення, тощо) на основі виявлених у досліджуваних напівпровідникових ниткоподібних кристалах кінетичних ефектів. На сучасному етапі нагромаджено значний теоретичний і експериментальний матеріал із досліджень електрофізичних, термодинамічних, гальваномагнітних властивостей ниткоподібних кристалів базових сенсорних напівпровідників (Si, Ge, InSb, GaSb). При цьому невирішеними є ще низка проблем, зокрема вивчення кінетичних ефектів у ниткоподібних кристалах Si, Ge, антимонідів галію та індію з концентрацією легуючої домішки в околі переходу метал-діелектрик (ПМД) при низьких температурах, що стимулює проведення комплексних досліджень електро- та магнітотранспортних властивостей таких структур за впливу деформації для створення пристроїв сенсорної електроніки на їх основі. Розширення фізичних уявлень про механізми переносу носіїв заряду в легованих напівпровідникових ниткоподібних кристалах, легованих поблизу ПМД, при низьких температурах, в сильних магнітних полях та за впливу електронного опромінення дозволить розробити концепцію створення надчутливих радіаційностійких п'єзорезистивних сенсорів, а також сенсорів теплових величин, дієдатних в екстремальних умовах експлуатації (електронне опромінення, сильні магнітні поля, низькі температури), які можуть знайти застосування в різних галузях науки і техніки.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Тема дисертації відповідає науковому напрямку кафедри напівпровідникової електроніки Національного університету „Львівська політехніка”. Дисертація виконана в межах держбюджетних НДР Міністерства освіти і науки України: “Дослідження низькотемпературних деформаційно-стимульованих ефектів у напівпровідникових мікрокристалах і структурах та розробка сенсорів на їх основі”, (2004–2005 рр., № держреєстрації 0104U002303); „Дослідження низькотемпературних характеристик напівпровідникових мікрокристалів і структур в полях ефективного зовнішнього впливу для створення сенсорів”, (2006–2007 рр., № держреєстрації 0106U001337); „Транспорт носіїв заряду та деформаційно-стимульовані ефекти у легованих мікрокристалах та структурах під

впливом зовнішніх збурень”, (2008–2010 рр., № держреєстрації 0108U000325); „Розробка наукових основ і технологічних методів створення перетворювачів на базі мікро- і наноструктур кремнію для інформаційних систем”, (2011–2012 рр., № держреєстрації 0111U001226); „Розроблення нових давачів фізичних величин на основі легованих мікро- і нанокристалів кремнію для інформаційно-вимірювальних систем”, (2013–2014 рр., № держреєстрації 0113U0001361); „Розроблення багатофункційних перетворювачів на основі мікро- і наноструктур кремнію для інформаційно-вимірювальних систем”, (2015–2016 рр., № держреєстрації 0115U000445); „Перетворювачі фізичних величин на основі напівпровідникових мікро- і наноструктур як елементи мікросистемної техніки інформаційно-вимірювальних систем”, (2017–2019 рр., № держреєстрації 0117U004457); „Двовимірні періодичні наноструктури кремнію для МЕМС-сумісних інтегрованих мікроперетворювачів”, (2018–2020 рр., № держреєстрації 0118U000271), а також у рамках міжнародної наукової співпраці за 2005–2015 рр. із Міжнародною лабораторією сильних магнітних полів і низьких температур (м. Вроцлав, Польща).

Мета роботи: вивчення електро- та магнітотранспортних властивостей базових сенсорних ниткоподібних кристалів Si, Ge, антимонідів індію і галію з різним рівнем легування домішки в околі переходу метал-діелектрик за ефективного впливу зовнішніх полів (магнітного, температурного, деформаційного та радіаційного) для створення сенсорів фізичних величин, дієздатних у складних умовах експлуатації.

Для досягнення мети роботи необхідно вирішити наступні завдання:

- провести комплексне дослідження електро- та магнітотранспортних властивостей базових сенсорних ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb і GaSb у широкому інтервалі температур $1,4 \div 300$ К та магнітних полів $0 \div 14$ Тл, що може бути використано для створення пристроїв сенсорної електроніки;
- розширити фізичні уявлення щодо механізмів переносу носіїв заряду при низьких температурах та деформаційно-стимульованих ефектів у ниткоподібних кристалах Si, Ge, InSb та GaSb, легованих в околі ПМД за впливу зовнішніх полів;

- з'ясувати характер змін електро- та магнітотранспортних властивостей досліджуваних базових сенсорних ниткоподібних кристалів за дії зовнішніх полів, що уможливить спрогнозувати характеристики напівпровідникових матеріалів для використання у сенсорній електроніці;
- дослідити вплив зовнішніх полів (деформації, магнітного поля, електронного опромінення, температури) на характеристики чутливих елементів сенсорів механічних, теплових і магнітних величин;
- розробити концепцію та створити елементну базу пристроїв сенсорної електроніки на основі легованих ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb та GaSb, дієздатних у складних умовах експлуатації (криогенні температури, сильні магнітні поля, опромінення високоенергетичними електронами), які зможуть знайти застосування в різних галузях науки і техніки, зокрема, в авіакосмічній і криогенній техніці, кріоенергетиці та ін.

Об'єкт дослідження. Ниткоподібні кристали кремнію, германію, антимонідів індію та галію з різною концентрацією легуючої домішки, а також чутливі елементи сенсорів теплових, механічних і магнітних величин, створені на їх основі.

Предмет дослідження. Електро- та магнітотранспортні властивості базових сенсорних ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb та GaSb із різним рівнем легування домішки за ефективного впливу температурного, деформаційного та радіаційного полів, а також характеристики чутливих елементів сенсорів фізичних величин, створених на їх основі, дієздатних у складних умовах експлуатації.

Методи дослідження. Для контролю якості та придатності ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb та GaSb для дослідження їх електро- та магнітотранспортних характеристик використовували атомно-силову та електронну мікроскопію – мікроскоп AFM ІФН НАНУ, м. Київ та сканувальні електронні мікроскопи Hitachi SEM S806, JEOL JSM-U3. Опромінення зразків Si р-типу провідності високоенергетичними електронами здійснювалось при кімнатній температурі на імпульсному прискорювачі електронів Мікротрон М-30 в Інституті електронної

фізики НАН України, м. Ужгород. Вимірювання електричного опору ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb та GaSb при низьких температурах проводилось у гелієвому кріостаті типу ГКОП із використанням сучасних цифрових метрологічних засобів, зокрема Keithley 224, Keithley 2010. Перевірка магнітотранспортних характеристик ниткоподібних кристалів проводилась із використанням DC та AC режимів, які забезпечували ідентичні результати, що свідчить про уникнення ефектів паразитних термо-е.р.с., контактної різниці потенціалів, можливих деформаційних напружень приконтатної області кристалів, що відкриває можливості їх застосування для створення чутливих елементів сенсорів. Магнітна сприйнятливність зразків GaSb вимірювалась SQUID магнітометром MPMS-XL5 із цифровим підключенням до ПК. Магнітоопір зразків у полях $0 \div 14$ Тл при кріогенних температурах вивчали за допомогою біттерівського і надпровідного магнітів у Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів і низьких температур, м. Вроцлав, Польща.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в тому, що вперше встановлено зв'язок та виявлено кореляцію між особливостями зміни електро- і магнітотранспортних властивостей базових сенсорних ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb та GaSb з різною концентрацією легуючої домішки в широкому інтервалі температур, які покладені в основу концепції розроблення перетворювачів фізичних величин на їх основі. Новими є такі наукові результати:

1. На основі експериментальних досліджень польових залежностей магнітоопору в області кріогенних температур виявлено осциляційний ефект у ниткоподібних кристалах Si, Ge, InSb та GaSb, який в залежності від концентрації легуючої домішки в околі ПМД пов'язаний із магнітофононними осциляціями чи осциляціями Шубнікова – де Гааза, що дозволило оцінити енергії фононів та циклотронні ефективні маси носіїв заряду в зразках.
2. Встановлено індукований магнітним полем ПМД у ниткоподібних кристалах InSb, легованих оловом до концентрації, що відповідає близькості до переходу, зумовлений сильною спін-орбітальною взаємодією, що приводить до розщеплення кожного піку поздовжнього і поперечного магнітоопору в усьому

діапазоні полів $0 \div 14$ Тл і отримання гігантських значень g -фактора Ланде, який в залежності від значення індукції магнітного поля становить $g^* = 46 \div 60$.

3. Вперше встановлена наявність поверхневої надпровідності при критичній температурі 4,2 К у ниткоподібних кристалах GaSb n -типу провідності з концентрацією легуючої домішки $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, яка зумовлена сильною спін-орбітальною обмінною взаємодією носіїв заряду в металевій фазі в околі ПМД. На основі вивчення польових залежностей намагніченості встановлено, що ниткоподібні кристали GaSb є надпровідниками другого роду з визначеними верхнім і нижнім критичними полями $B_{c2} = 1,1$ Тл та $B_{c1} = 50$ мТл, відповідно.

4. Вперше виявлено ефект Кондо, який проявляється на температурних залежностях опору при температурі 30 К у ниткоподібних кристалах GaSb із концентрацією телуру $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ і зумовлений обмінною взаємодією між локалізованими на атомах домішки електронами та вільними носіями заряду, що приводить до пригнічення ефекту надпровідності та є важливим для пояснення механізмів переносу носіїв заряду при низьких температурах.

5. Встановлено, що перехід від ефекту слабкої антилокалізації до слабкої локалізації носіїв заряду реалізується в інтервалі температур $3 \div 4,2$ К у слабких магнітних полях з індукцією до 1 Тл зумовлений зміною з температурою співвідношення між часом збою фази та часом спінової релаксації електронів у сильнолегованих телуром ниткоподібних кристалах GaSb із металевим ходом провідності.

6. Показано, що виявлений у слабких магнітних полях від'ємний магнітоопір ниткоподібних кристалів Si та GaSb описується двовимірною моделлю слабкої локалізації, що дозволило визначити параметр Рашби спін-орбітальної взаємодії носіїв заряду $\alpha = 5 \times 10^{-15} \text{ eV} \times \text{м}$ та $\alpha = 1,66 \times 10^{-12} \text{ eV} \times \text{м}$, відповідно.

7. Вперше встановлена поява фази Беррі в польових залежностях магнітоопору при температурі 4,2 К деформованих ниткоподібних кристалів InSb та GaSb n -типу провідності, зумовлена сильною спін-орбітальною взаємодією носіїв заряду в області ПМД, що підтверджує двовимірну природу електронного газу та деформаційно-індукований перехід зразків у стан топологічного

ізолятора.

8. Виявлено, що за впливу деформації в ниткоподібних кристалах GaSb відбувається розщеплення піків осциляцій Шубнікова – де Гааза, що дозволило отримати гігантські значення g -фактора Ланде, який становить $g^* = 53$, а також зумовлює зменшення ефективної маси електронів, підвищення температури Дінгла, пригнічення ефектів надпровідності та слабкої локалізації в досліджуваних зразках.

Практичне значення одержаних результатів дисертації полягає у тому, що результати комплексного дослідження електро- та магнітотранспортних властивостей легованих ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb та GaSb за впливу зовнішніх полів були використані в сенсорній електроніці, зокрема:

- розроблено тензорезистори на основі ниткоподібних кристалів Ge та GaSb як n -, так і p -типу провідності з відповідним рівнем легування домішки, які характеризуються високою тензочутливістю та слабкою температурною залежністю їх коефіцієнта тензочутливості, які рекомендовано для вимірювань у різних робочих діапазонах температур і деформацій;
- створено датчики гідростатичного тиску на основі спеціально легованих ниткоподібних кристалів GaSb n -типу провідності; завдяки високій чутливості до гідростатичного тиску, такі датчики можуть застосовуватись для вимірювання високих тисків (до 5 кбар) робочих рідин гідравлічних систем.
- встановлений деформаційно-індукований ефект гігантського магнітоопору, що досягає 720 % у магнітних полях з індукцією до 10 Тл при температурі 4,2 К, у ниткоподібних кристалах InSb із концентрацією легуючої домішки в околі ПМД, відкриває перспективи створення на їх основі сенсорів магнітного поля з магніторезистивним принципом дії.
- встановлено, що у багатофункційних сенсорах (температури, деформації, магнітного поля) придатні ниткоподібні кристали Si та Ge з концентрацією легуючої домішки $5 \times 10^{17} \div 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а використання тензорезисторів на основі ниткоподібних кристалів InSb з концентрацією олова $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ як чутливих елементів магнітного поля дозволить істотно підвищити чутливість сенсора в

інтервалі температур $4,2 \div 70$ К і досягти незалежності магнітоопору від температури в діапазоні магнітних полів з індукцією $0 \div 7$ Тл.

– показано, що опромінення електронами з енергією 10 МеВ і флюенсом 1×10^{18} ел/см² не зумовлює зміни коефіцієнта тензочутливості при температурі рідкого гелію у ниткоподібних кристалах Si, легованих бором до концентрації 1×10^{19} см⁻³, що відкриває перспективи створення на їх основі радіаційностійких сенсорів механічних величин, дієздатних в області криогенних температур.

Новизну практичних розробок захищено патентами України.

Виготовлені чутливі елементи сенсорів деформації, температури та магнітного поля використовуються під час виконання науково-дослідних робіт із госпдоговірної та держбюджетної тематики у лабораторії сенсорної електроніки, а також у навчальному процесі кафедри напівпровідникової електроніки Національного університету „Львівська політехніка”, НВП «Електрон-Карат» -ДП ПрАТ «Концерн-Електрон».

Особистий внесок здобувача в отриманні наукових результатів. У зазначених роботах здобувачу належить: аналіз та моделювання кінетики росту ниткоподібних кристалів [14]; розроблення методу створення електричних контактів до напівпровідникових ниткоподібних кристалів [13], дослідження магнітоопору й електропровідності ниткоподібних кристалів Si [146], Ge [41, 46, 47], InSb [47-51, 312, 321-323] та GaSb [4, 44, 45, 52-54, 322] при низьких температурах у сильних магнітних полях, дослідження магнітотранспортних властивостей ниткоподібних кристалів GaSb [39, 40, 44, 45, 334] в області низьких температур у слабких магнітних полях, дослідження низькотемпературних особливостей магнітотранспортних властивостей ниткоподібних кристалів [331, 332, 335] у слабких магнітних полях, дослідження впливу опромінення високоенергетичними електронами на магнітоопір та електропровідність ниткоподібних кристалів Si при низьких температурах [56-58, 60, 61], дослідження п'єзоопору та електропровідності ниткоподібних кристалів Si [38, 169] та Ge [41, 47] при низьких температурах, дослідження деформаційно-стимульованих ефектів у мікроструктурах на основі Si та Ge [37, 73, 74, 136, 168,

182-184, 400] при низьких температурах, дослідження електротранспортних характеристик мікроструктур на основі Si та Ge [187, 302, 399] в широкому інтервалі температур, дослідження магнітоопору та електропровідності ниткоподібних кристалів Si [28, 77, 136], Ge [29, 41, 46, 47] та InSb [146, 147, 28] та GaSb [325] під дією деформації при низьких температурах, дослідження гідростатичного тиску напівпровідникових зразків [380, 383], дослідження впливу електронного опромінення на кремнієві тензорезистори [55, 59], розроблення сенсорів механічних величин [18, 19, 396], розроблення сенсорів теплових величин [21-23, 392-395, 398], розроблення датчика гідростатичного тиску на основі ниткоподібних кристалів GaSb [384-386], розроблення багатофункційних датчиків на основі ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb [24-27, 89, 313, 397].

В усіх працях спільно зі співавторами проведено постановку задач досліджень, інтерпретацію результатів експериментів, аналіз виявлених ефектів та особливостей, а також підготовку публікацій до друку.

Апробація основних результатів досліджень. Основні результати досліджень, які викладено у дисертації, представлено на таких наукових конференціях: Міжнародна конференція “Фізика і технологія тонких плівок” МКФТТП – 2005, 2017 (Івано-Франківськ, Україна); Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології”, СЕМСТ – 2008, 2010, 2012, 2018 (Одеса, Україна); Міжнародна науково-практична конференція „Сучасні інформаційні та електронні технології” СІЕТ–2009, 2013, 2015 (Одеса, Україна); Int. Conf. TCSET 2014, 2016, 2018 (Lviv–Slavsko, Ukraine); International Meeting „Clusters and nanostructured materials” (CNM-5) (Uzhgorod, Ukraine, 2018); International Conference ELNANO 2017, 2018; International Conference on Electronics and Information Technology 2016 (Odesa, Ukraine); International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo’2017, 2018). (Odessa, Ukraine); Second International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2017) (Zatoka, Odessa region, Ukraine); International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO 2017, 2018, 2019) (Kyiv, Ukraine); Physics of electronic

materials: 3rd International Conference Proceedings 2008 (Kaluga. Russia); Українська наукова конференція з фізики напівпровідників 2009, 2011, 2013, 2016 (Запоріжжя, Ужгород, Чернівці, Дніпро, Україна); VII Міжнародна школа-конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників» 2010 (Дрогобич, Україна); 8-th International Conference on Electronic Processes in Organic and Inorganic Materials 2010 (Ivano-Frankivsk region, Ukraine); International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO – 2016, 2017, 2018) (Lviv, Kiev, Kiev, Ukraine) та на щорічних Відкритих науково-технічних конференціях професорсько-викладацького складу Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки Національного університету „Львівська політехніка” з проблем електроніки (Львів, 2008–2014).

Публікації. Основні результати дисертації викладені в 59 наукових працях, зокрема в 13 статтях у наукових фахових виданнях України, в 14 статтях у наукових періодичних виданнях інших держав із напрямку, з якого підготовлена дисертація, включених до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science, 8 у матеріалах конференцій, які індексовані у наукометричних базах Scopus та Web of Science, 16 праці, що опубліковані в збірниках тез доповідей міжнародних та всеукраїнських конференцій, 8 патентів України.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, вступу, сімох розділів, висновків, списку використаних джерел, який налічує 415 бібліографічних найменувань та 2 додатків. Робота викладена на 325 сторінках основного тексту, містить 183 рисунки та 27 таблиць.

РОЗДІЛ 1. ОТРИМАННЯ ЛЕГОВАНИХ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ Si, Ge, InSb і GaSb ТА МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕНЬ ЇХ ВЛАСТИВОСТЕЙ

Розроблено технологічні засади отримання НК Si, Ge і сполук A3B5 методом хімічних газотранспортних реакцій у закритій системі та досліджено вплив структури на електрофізичні властивості НК, на основі яких будуть створені чутливі елементи перетворювачів фізичних величин. Розглянуто систему напівпровідниковий чутливий елемент-підкладка, яка використовується в сенсорах та розраховано термічні деформації, які виникають у чутливих елементах, виготовлених на основі Si, Ge, InSb та GaSb, закріплених на підкладках із різних матеріалів. Подано відомості щодо методики вивчення електро- та магнітотранспортних характеристик цих зразків у широкому інтервалі магнітних полів і температур. Також запропоновано методику вивчення впливу опромінення високоенергетичними електронами з різними енергіями та дозами на п'єзо- і магнітоопір зразків Si p-типу провідності.

1.1. Отримання НК Si та Ge із наперед заданими геометричними параметрами та дослідження їх структурних характеристик

НК Si та Ge, вирощені у формі ниток мають досконалу кристалічну структуру і є ідеальним матеріалом для спостереження квантових ефектів при криогенних температурах. На цих зразках зручно спостерігати особливості магнітоопору та п'єзомагнітоопору в напівпровідниках з проміжним та високим рівнем легування, внаслідок особливого характеру переносу носіїв струму.

1.1.1. Технологічні умови вирощування НК Si, Ge

НК Si та Ge, леговані комбінаціями домішок <B, Au>, вирощували методом CVD в закритій ампулі в бромідному процесі. Росту ампулу схематично зображено на рис. 1.1,а. Процес проводили в кварцовій ампулі, розділеній вузькою перетяжкою на дві зони: зону розчинення і зону кристалізації. У зону розчинення завантажували наважку процентного відношення вихідних Si та Ge.

Зразки р-типу провідності отримували шляхом їх легування під час вирощування. Бор завантажували в зону розчинення у вигляді ангідриду бору (B_2O_3), а золото чи платину використовували як ініціатори росту НК Si за механізмом пара–рідина–кристал (ПРК). Транспортуючим агентом для Si та Ge був бром. Його вводили в ампулу у вигляді HBr у спеціально запаяних капілярах, які після відпаювання ампули розбивали. Співвідношення компонентів у випадку легуючої домішки бору було наступним: на 1 г Si чи Ge припадало 0,1 мг золота, 0,35 мг платини, 0,4 мг бору і $50 \div 100$ мг бром.

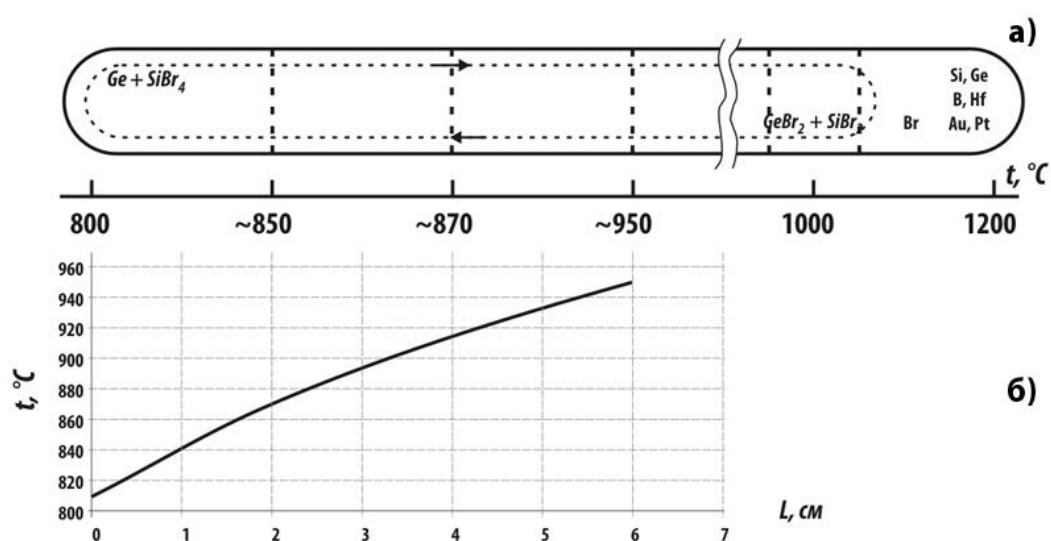
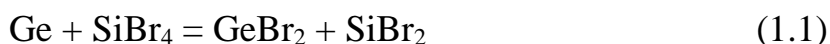


Рис. 1.1. Схематичне зображення ростової ампули а) та розподіл температури вздовж зони кристалізації б) під час вирощування НК Si та Ge

Для перенесення Si і Ge в зону кристалізації, необхідно було створити градієнт концентрацій, якого досягали за рахунок перепаду температур між зоною розчинення і зоною кристалізації (рис. 1.1,б). Як показали дослідження дифузійного масоперенесення Si в системі Si–Br, найефективніше і стабільне масоперенесення забезпечується при градієнті температури $\Delta T = 200$ °C, температурі зони розчинення 1200 °C і сумарного тиску в системі $0,1 \div 1$ атм. Для забезпечення такого тиску в системі задавали концентрацію бром, яка при температурі 1200 °C становила $0,5 \div 1$ мг/см³. За цих умов температура зони кристалізації становила $800 \div 1000$ °C. Тривалість процесу вирощування

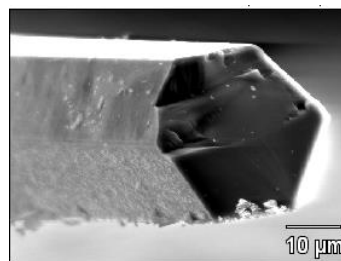
становила $1,5 \div 2$ год. Процес кристалізації відбувався згідно хімічної реакції наступного виду:



Після завантаження ампули її відкачували до тиску 10^{-5} мм рт. ст. Для запобігання відкачуванню парів Br її помістили в посудину – Дюар із рідким азотом. Після цього ампулу відпаювали і поміщали в резистивну електричну пічку типу СУОЛ-0,44/2 із регулюванням температури, щоб забезпечити вказані вище температурні режими для вирощування легованих НК Si та Ge. За вище описаною технологією одержували НК шестигранної форми (рис. 1.2). При цьому встановлено, що з підвищенням температури під час вирощування діаметр кристалів змінювався від нанометрів до мікрометрів (рис. 1.3). Також для вирощування НК Si та Ge використано реакцію відновлення з галогенів, зокрема відновлення тетрахлориду Si або Ge в атмосфері водню:



а)



б)

Рис. 1.2. Для отриманих методом CVD у закритій системі НК Si а) фото кристалів у ампулі; б) РЕМ мікрофотографія типового кристалу

Морфологію та елементний вміст ниткоподібних кристалів вивчали методами растрової електронної мікроскопії (РЕМ) (рис. 1.2,б). Як було встановлено (див. рис. 1.3), температура кристалізації впливає на діаметр кристалів – при зниженні температури кристалізації від 800°C до 650°C діаметр становив від 1 мкм до 200 нм (час вирощування 10 хв), відповідно. Результати

ростових експериментів показали, що зменшення температури кристалізації до 650 °С дозволило отримати кристали діаметром порядку 200 нм і менше.

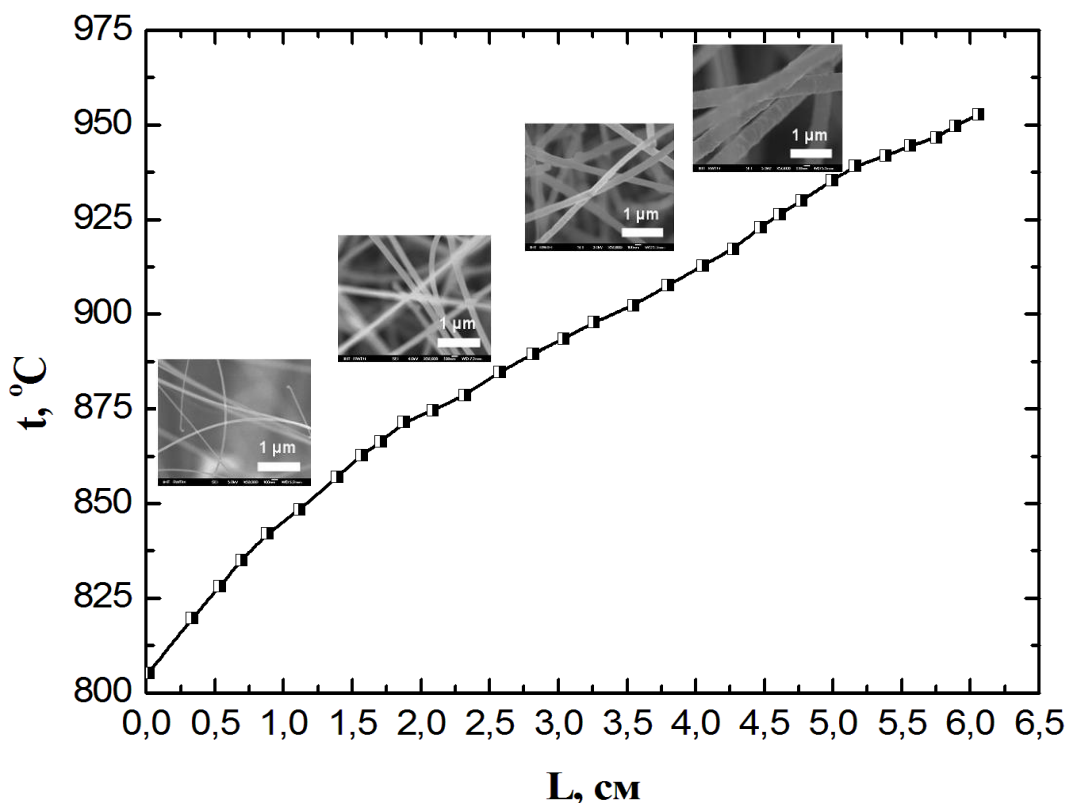


Рис. 1.3. Вплив температури на діаметр НК Si, отриманих методом CVD у закритій системі

Таблиця 1.1

Технологічні режими вирощування НК Si

№	Транспортер та його вміст, г/см ³	$T_{дж}$, °C	$T_{кр}$, °C	t , хв	Результат ростового експерименту
1	Br ₂ ÷ 0,5	930	650 - 700	30	Багато пуху
2	Br ₂ ÷ 1,0 ÷ 1,5	930	650 - 700	30	Багато пуху, білі нарости на кристалах $d = 0,2 ÷ 5$ мкм
3	I ₂ ÷ 0,6	930	650 - 700	30	Не дуже багато пуху
4	Br ₂ ÷ 0,1	<750	~500	30	Дуже слабке осадження $d = 0,1 ÷ 0,5$ мкм
5	Br ₂ ÷ 0,5	<650	~400	3 год	Немає зростання кристалів
	Br ₂ ÷ 0,5	<650	~400	30	Немає зростання взагалі

В результаті проведення ростових експериментів одержано низку партій зразків Si та Ge. В табл. 1.1, зокрема, наведені технологічні режими вирощування зразків Si. Вирощені ниткоподібні кристали аналізували за допомогою електронного мікроскопа Tesla. Як показали дослідження, температура зростання істотно впливає на одержання кристалів у вигляді ниток. Так, коли ростовий експеримент відбувався при температурах джерела $T < 650$ °С (температура зони кристалізації дещо перевищувала 400 °С) та часі термообробки 30 хв., жодних змін на підкладці виявлено не було. Коли ж за цих умов продовжили час термообробки до 3 годин, спостерігали незначне осадження Si з його подальшим сплавленням із плівкою золота. Однак зростання НК не спостерігали. Очевидно, за таких температурних режимів ефективність масопереносу є дуже мала. Проведення експериментів за вищих температур показало, що процес зародження НК відбувається за умов, коли температура джерела $T \leq 750$ °С, а температура зростання є близькою до 500 °С. Утворюються НК із субмікронними діаметрами $d = 0,1 \div 0,5$ мкм. За подальшого підвищення температури зростання (температура джерела 930 °С) утворюється багато кристалів, діаметри утворених зразків збільшуються порівняно з попереднім випадком і становлять $d = 0,2 \div 5$ мкм.

Про вплив транспортера на характер утворення НК можна говорити, аналізуючи табл. 1.1. Як видно з таблиці, J_2 (п. 3) забезпечує значно слабший транспорт матеріалів, ніж Br_2 (п. 1). Збільшення концентрації Br (пп.1 та 2) в експериментах, які здійснювали за однакової температури ($T_{дж} = 930$ °С) викликає утворення більшої кількості кристалів. Саме тому для виявлення умов зародження НК при низьких температурах зростання була використана дуже низька концентрація бромів $n_{Br} \approx 0,1$ мг/см³.

Таким чином, встановлено, що як температура кристалізації, так і концентрація транспортера впливає на діаметр утворених кристалів. Цей вплив відображає аналітична залежність, отримана на основі даних табл. 1.1:

$$d = -6,8 + 0,01 \cdot T - 5,6 \cdot n_{Br} + 0,0057 \cdot T \cdot n_{Br}. \quad (1.4)$$

Використовуючи цю формулу, ми можемо визначити технологічні режими для одержання НК заданого діаметра. Так, якщо прийняти концентрацію транспортера сталою, видно, що діаметр вирощених НК зменшується із зниженням температури джерела. Концентрація транспортера впливає на діаметр утворених НК таким чином: кристали меншого діаметра утворюються при підвищенні концентрації n_{Br} . Цікаво, що за високих температур вирощування НК спостерігається обернена залежність діаметра НК від концентрації – діаметр кристалів збільшується при підвищенні концентрації бром. На рис. 1.4 наведено мікрофотографію кремнієвого зразка діаметром 3 мкм.



Рис. 1.4. Мікрофотографія НК Si (діаметр $d = 3$ мкм).

Впровадження вивчених технологічних засад отримання НК Si та Ge із наперед заданими властивостями уможливорює створення на їх основі високочутливих сенсорів теплових і механічних величин, дієздатних в області криогенних температур.

1.1.2. Аналіз кінетичних параметрів росту НК Si

Основні кінетичні параметри НК Si досліджували за різних температур кристалізації за методикою, описаною в [1]. Швидкість росту V визначали як відношення довжини НК L до часу t , протягом якого відбувався ріст. Точність вимірювання геометричних розмірів НК в оптичному мікроскопі становила $\pm 0,5$ мкм. Результати дослідження подані в табл. 1.2.

Таблиця 1.2

Кінетичні параметри росту НК Si ($T_{дж} < 750$ °C, $T_{кр} \sim 500$ °C)

L , мкм	d , мкм	V , мкм/с	\sqrt{V} , мкм ^{1/2} /с ^{1/2}	$1/r$, мкм ⁻¹
38,5	0,5	0,19	0,44	4,0
28	0,35	0,14	0,37	1,9
17,5	0,2	0,09	0,3	10,0
28	0,15	0,14	0,47	13,3
26,5	0,35	0,13	0,36	1,9
17,5	0,2	0,09	0,3	10,0
38	0,3	0,19	0,44	6,7
28	0,3	0,14	0,37	6,7
28	0,3	0,14	0,37	6,7
20	0,1	0,10	0,32	20
10	0,1	0,05	0,22	20
10	0,1	0,05	0,22	20
5	0,1	0,025	0,16	20

Встановлено, що на залежності $\sqrt{V} = f(1/r)$ експериментальні точки задовільно вкладаються на пряму лінію. Така залежність свідчить про справедливість квадратичного закону зростання для кристалів, одержаних в системі Si-Br₂:

$$V \approx b \cdot (\Delta\mu/kT)^2, \quad (1.5)$$

де $\Delta\mu/kT$ – пересичення над поверхнею кристала, що росте, b – кінетичний коефіцієнт кристалізації. Екстраполяція прямої $\sqrt{V} = f(1/r)$ до $V=0$ дає значення критичного діаметра $d_{кр}$. Тоді ефективне пересичення $\Delta\mu_0/kT$ визначається згідно з аналітичною залежністю:

$$\frac{\Delta\mu_0}{kT} = \frac{4\Omega\alpha_s}{kT} \cdot \frac{1}{d_{кр}}, \quad (1.6)$$

де Ω – питомий об'єм, $\alpha_{нк}$ – питома вільна енергія фазової границі "пара – конденсована пара", значення яких дорівнюють 2×10^{-23} см³ і 1,62 Н/м², відповідно [1], k – стала Больцмана.

Із рівняння (1.5) знаходимо кінетичний коефіцієнт кристалізації b . Розрахунок показує, що значення кінетичного коефіцієнта при температурі кристалізації 500 °С дорівнює 6 мкм/с, а ефективне пересичення і критичний діаметр відповідно становлять 2×10^{-1} і 0,06 мкм. Розраховані значення кінетичного коефіцієнта при температурі зростання 650 °С: $b = 210$ мкм/с, ефективне пересичення становить $3,8 \times 10^{-2}$, критичний діаметр дорівнює 1,3 мкм.

Результати дослідження температурної залежності кінетичного коефіцієнта кристалізації НК Si при температурах зони кристалізації 500 °С та 650 °С дають можливість визначити енергію кристалізації (для 1 моля) за формулою:

$$\Delta E = \frac{N_0 k \ln b_1/b_2}{1/T_{кр2} - 1/T_{кр1}}, \quad (1.7)$$

де N_0 – число Авогадро.

Визначена з виразу (1.7) енергія кристалізації НК Si становить 230 кДж/моль, що задовільно узгоджується з даними роботи [1] (201 кДж/моль) при вирощуванні НК Si.

1.2. Методика отримання НК антимонідів індію і галію

1.2.1. Отримання НК InSb

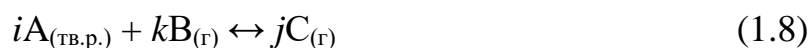
Для отримання кристалів InSb n-типу провідності в кварцову ампулу завантажували очищений антимонід індію в кількості 100 мг та підкладку. Йод в ампулу завантажували з розрахунку $(1 \pm 0,1)$ мг на 1 см³ внутрішнього об'єму ампули. Необхідну кількість йоду зважували і пересипали в кварцовий капіляр, який занурювали в рідкий азот на 10 ÷ 20 секунд. Одночасно з цим у капіляр завантажували 0,1 ÷ 1 мг легуючої домішки Sn, в залежності від рівня легування. Після цього капіляр із йодом вакуумували до тиску $(1 \pm 0,1)$ Па, запаювали газовим пальником і завантажували в кварцову ампулу. Завантажену ампулу відкачували до тиску $(0,9 \div 1,1) \times 10^{-4}$ Па і запаювали газовим пальником. Після

запаювання ампули капіляр із йодом розбивали. Завантажену ампулу розташовували в двозонній печі опору з нагрівом зони джерела вихідних компонентів до температури $(700 \pm 5) ^\circ\text{C}$, а зони кристалізації до температури $(600 \pm 5) ^\circ\text{C}$. У такому режимі ампулу витримували протягом $30 \div 35$ хв.

На наступному етапі ампулу пересували в температурному профілі так, щоб джерело InSb було в зоні температури $(815 \pm 5) ^\circ\text{C}$, а підкладка, на якій відбувається нарощування віскерів InSb, була у зоні температури $(455 \pm 5) ^\circ\text{C}$. У такому режимі ампулу витримували впродовж $120 \div 240$ хвилин для вирощування НК InSb необхідних розмірів, товщиною $20 \div 40$ мкм з кристалографічною орієнтацією [111] [2].

1.2.2. Технологічні особливості вирощування НК GaSb із наперед заданими властивостями та геометричними параметрами

Під час виконання даного етапу науково-дослідної роботи проведено дослідження технологічних умов отримання НК групи АЗВ5 методом CVD. В основі процесу вирощування кристалів з газової фази лежить наступне рівняння:



де i, j, k – коефіцієнти хімічної реакції; $A_{(\text{тв.р.})}$ – хімічний елемент в твердому чи рідкому стані; $B_{(\text{г})}$ – газоподібний транспортний агент; $C_{(\text{г})}$ – нестійка хімічна сполука елементів А і В. У нашому випадку це рівняння має вигляд:



Процес вирощування передбачає проведення підготовчих робіт. Перш за все, за допомогою аналітичної ваги з точністю до 0,1 мг зважують наступні компоненти: галій – 695 мг; сурма – 1217 мг; сплав телуру з галієм з наступним вмістом телуру 0,1% – 25 мг; йод – 100 мг.

Після цього виготовляють кварцовий капіляр (рис. 1.5) і в нього завантажують 100 мг йоду. Капіляр відкачують до тиску 10^{-3} мм рт. ст. і відпаюють. Наважки галію, сурми і сплаву Те з Ga, а також капіляр з йодом завантажують в ампулу (рис. 1.6). Ампулу під'єднують до вакуумної установки відкачують до 10^{-5} мм рт. ст. З метою видалення невеликої кількості вологи, яка

завжди знаходиться в кварцовій ампулі, її прогрівають впродовж 10 хв при температурі $150\text{ }^{\circ}\text{C}$, після чого її відпаюють.

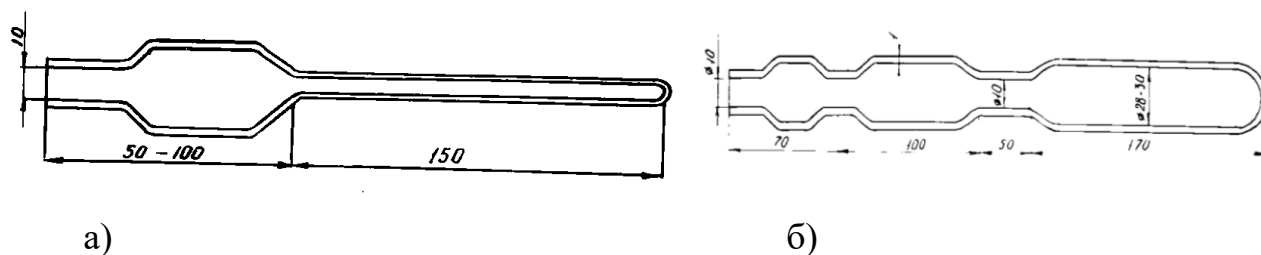


Рис. 1.5. а) Капіляр для завантаження йоду та б) ампула для вирощування НК GaSb.

Для того, щоб йод, який знаходиться у кварцовому капілярі, міг реагувати з галієм та сурмою, капіляр необхідно пошкодити. Для цього капіляр з йодом поміщали в один кінець ампули, а інші матеріали в другий (рис. 1.7). Той кінець ампули, де знаходився йод, поміщали в піч із температурою $600\text{ }^{\circ}\text{C}$. При цьому капіляр із йодом повинен тріснути.

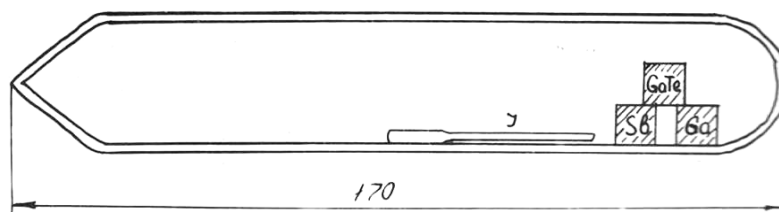


Рис. 1.6. Відпаяна ампула з вихідним матеріалом для вирощування НК GaSb.

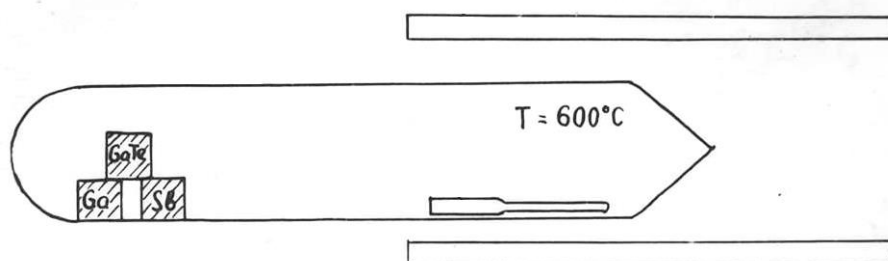


Рис. 1.7. Схематичне зображення процесу вскривання капіляру з йодом всередині ростової ампули при вирощуванні НК GaSb.

На наступному етапі ампулу виймали з печі, охолоджували і поміщали в піч протилежним кінцем. При цьому утворені йодиди перейдуть у холодну ділянку ампули разом із осілою на стінках сурмою і галієм. Після цієї операції ампула повинна бути абсолютно очищеною на довжині $l = 100$ мм (рис. 1.8). Далі ампулу повільно виймали з печі та охолоджували. На цьому підготовчий процес завершувався.

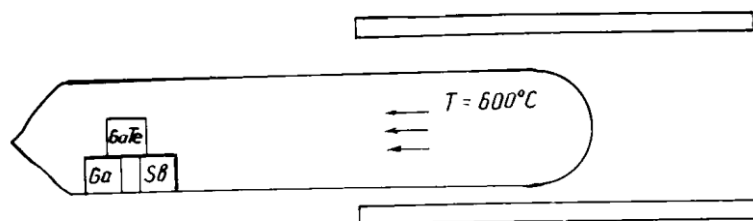


Рис. 1.8. Схематичне зображення процесу очистки ампули для вирощування НК GaSb.

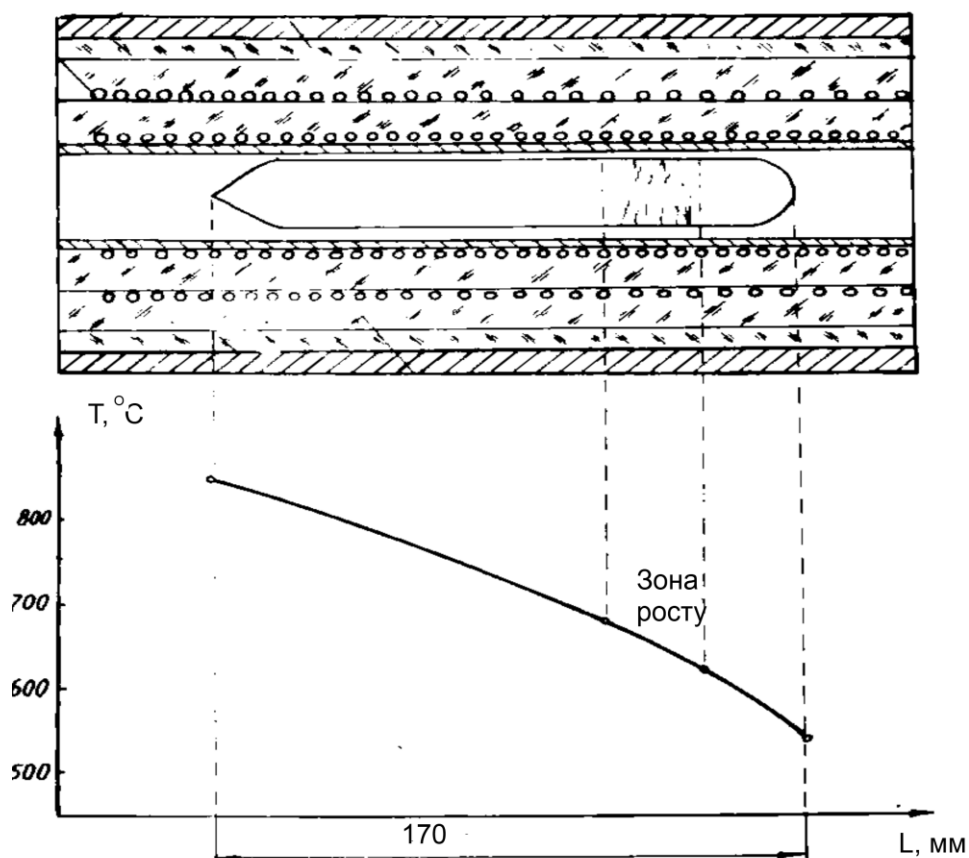


Рис. 1.9. Градієнт температури в печі по довжині ростової ампули для вирощування НК GaSb.

На наступному етапі охолоджену ампулу поміщали в піч із деяким температурним градієнтом (рис. 1.9). Температура кінців ампули повинна бути: гарячого – 850 °С; холодного – 540 °С. Дані значення температури контролювали за допомогою термопар. Процес вирощування кристалів тривав 1 ÷ 2 год у залежності від отримання необхідного діаметра кристалів.

Далі ампулу обережно виймали з печі (підтримуючи її в горизонтальному положенні) та охолоджували спочатку її гарячий кінець, а потім всю ампулу холодною проточною водою. Для виділення кристалів ампулу обережно вскривали з поступовим напусканням повітря всередину ампули (різке надходження повітря в об'єм ампули може призвести до руйнування кристалів).

Після цього відбирали НК з необхідними діаметрами, довжиною бази для створення на них контактів із метою отримання чутливих елементів датчиків [3]. Методика створення контактів до НК передбачала використання методу імпульсного приварювання за допомогою платинового чи золотого мікродроту. Після створення контактів проводили дослідження їх вольт-амперних характеристик із метою перевірки на омичність створених контактів, що буде детально описано у наступних підрозділах. Механічну міцність контактів перевіряли на установці для дослідження механічних властивостей кристалів.

Таблиця 1.3

Оптимальні параметри процесу вирощування НК GaSb

Температура зони джерела	760 ÷ 780 °С
Температура зони кристалізації	620 ÷ 640 °С
Температура холодної частини ампули	550 ÷ 570 °С
Концентрація йоду	1 ÷ 20 мг/см ³
Тривалість термообробки	1 ÷ 3 год
Температура випаровування домішки Те	510 ÷ 530 °С
Температурний градієнт домішки Те	4,0 ÷ 5,8 град/см

Отримання НК GaSb аналогічне як і для InSb, відрізняється лише температурними режимами та особливостями їх легування. Легуючі домішки Те та Se завантажували в закритий капіляр з йодом. Реакція між йодом та домішками

приводила до утворення йодидів, кількість яких менша від кількості вихідних речовин. Капіляр із йодом і телуром поміщали в ампулу з галієм і сурмою, та відкачували до тиску $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. Для видалення вологи ампулу нагрівали та відпаювали. Для вивільнення йоду та йодидів домішки один кінець ампули, де знаходився капіляр, нагрівали до температури $500 \div 600$ °С. Оптимальні параметри процесу вирощування НК GaSb наведено в табл. 1.3.

Отримані методом газотранспортних реакцій НК GaSb, як і InSb, мали форму правильних шестигранних призм, витягнутих вздовж кристалографічного напрямку $\langle 111 \rangle$. Зовнішній вигляд пучка кристалів, а також поперечний переріз окремого кристалу зображено на рис. 1.10. Результати структурних досліджень показали, що відібрані кристали антимонідів були завтовшки $5 \div 40$ мкм, довжиною $2 \div 5$ мм з однаковим по довжині поперечним перерізом.

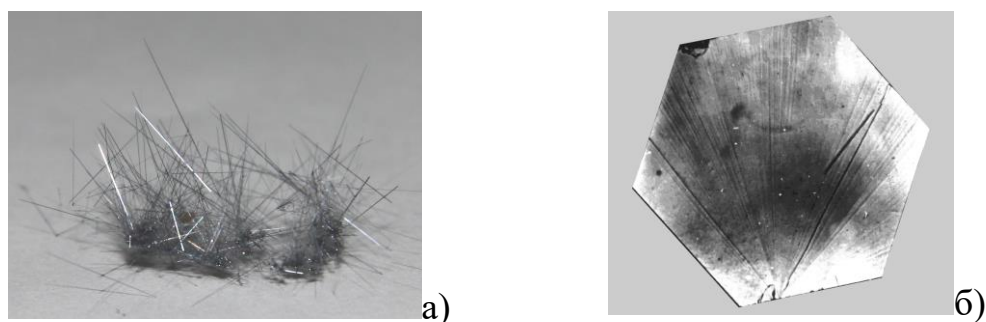


Рис. 1.10. Фотографія пучка НК GaSb, вирощених у закритій йодидній системі методом хімічних газотранспортних реакцій а) і поперечного перерізу окремого кристала б)

Електричні контакти до НК GaSb створювали імпульсним зварюванням платиного дроту для зразків із більшим діаметром [4] за методикою описаною в нашій роботі [3], а також електрохімічним методом осадження металу, запропонованим для кристалів з діаметром $10 \div 20$ мкм. Вибір методики створення контактів обґрунтовано в наступному підрозділі.

1.2.3. Методика створення електричних контактів до НК GaSb

У технології виготовлення тензорезисторів створення контакту метал–напівпровідник має особливо важливе завдання. Електродами є ділянки

напівпровідникового НК, які володіють заданими певним чином властивостями – величиною і типом провідності, розподілом легувальних домішок та ін. Для підведення необхідних електричних потенціалів до електродів необхідні електричні контакти. Ідеальним контактам повинно бути властиво наступне: значення спаду напруги на контактах при протіканні струму через них має бути мінімальним; контакт має бути лінійним, тобто при зміні величини і знаку струму, який протікає через контакт, його опір не повинен змінюватись. Саме ці властивості мають на увазі, коли кажуть, що контакти в напівпровідникових приладах мають бути омичними з мінімально можливими значеннями перехідного опору. Крім того, контакт повинен бути механічно міцним, надійним і стабільним у часі, а також опір контакту не має залежати від деформації.

На практиці контакти відповідають даним вимогам, як правило, лише в певній мірі. Важливо тільки, щоб відхилення властивостей від ідеальних суттєво не впливало на роботу приладу. В малопотужних приладах контакт може бути лінійним тільки до певної величини струму.

Часто для того, щоб електричний контакт із електродом був омичним із низьким перехідним опором, властивості прилеглого до металу шару напівпровідника необхідно змінювати в певний спосіб. Бажаних властивостей контакту краще всього досягають у двох випадках, коли прилеглий до металу шар напівпровідника містить надзвичайно велику кількість центрів рекомбінації, або коли такий шар має високу електропровідність того ж типу, що й електропровідність ділянки напівпровідника, з якою створюють контакт [5-7]. Для надання потрібних властивостей приконтактній області напівпровідника можна застосувати ті ж методи, що і для отримання переходів: вирощування з розплаву, сплавлення, дифузія та епітаксійне вирощування. Якщо в приконтактному шарі намагаються підвищити кількість центрів рекомбінації, то інколи для цього за допомогою механічної обробки в ньому створюють структурні недосконалості.

Для створення безпосереднього контакту метал–напівпровідник в принципі можна використовувати наступні методи: сплавлення – в цьому разі зазвичай отримання контакту та задання властивостей приконтактній ділянці

напівпровідника поєднують; електролітичне чи хімічне осадження металу з розчину; напилення металу в вакуумі; покриття поверхні напівпровідника лаком чи клеєм, які представляють собою суспензію металевих частинок в органічній чи кремнійорганічній основі; електричне зварювання; термокомпресійне зварювання; простий механічний контакт під тиском (прижимний контакт).

Окрім необхідних електричних властивостей, контакти повинні витримувати різкі зміни температури та забезпечувати можливість приєднання виводів до приладу. Оскільки потужність, яку виділяє прилад, в основному відводиться через контакти, то тепловий опір контактів має бути дуже незначним. Хоч всі перераховані методи є можливими для використання, проте внаслідок дотримання всіх вище згаданих вимог в більшості випадків для створення контакту метал–напівпровідник використовують сплавлення. Інші методи також зазвичай застосовують в комбінації з сплавленням [8].

Метод створення контактів електрохімічним чи хімічним осадженням не завжди достатньо надійний. При нанесенні контактів таким методом поверхня зазвичай забруднюється. Щодо приварювання, то суттєвим недоліком цього методу є низька механічна міцність контакту. Метод термокомпресії може бути застосований для отримання контактів напівпровідника безпосередньо з струмопровідною дротиною і для її з'єднання з попередньо напиленим на напівпровідник шаром металу. Однак такі контакти, крім низької механічної міцності, мають ще один суттєвий недолік – обмеження по величині струму [9].

Деякі загальні рекомендації по використанню низки металів, які можуть слугувати контактними матеріалами для АЗВ5, в тому числі GaSb, наведені в працях [10], [11]. У роботі [12] досліджували омічні контакти, створені вплавленням срібла Ag +1 % Ga, евтектики Ag-Cu та сплаву Au+45 % Ag+1 % Ga. Автори зазначають, що вплавлення Au+45% Ag+1% Ga в атмосфері очищеного водню при температурі 530 °С в GaSb як з дірковою, так і електронною провідністю дає можливість отримати омічні контакти. Також автори звертають увагу, що при використанні такого сплаву в сплавній ділянці не було виявлено

розтріскування кристалів GaSb обох типів провідності після десятикратного циклювання в температурному інтервалі від -196 до $+100$ °С.

Як електродний матеріал можна використовувати олово, оскільки воно добре змочує очищену поверхню GaSb, не піддається корозії, є м'яким і тому забезпечує мало напружений контакт. Крім того, відносно низька температура плавлення олова (232 °С) дозволяє отримувати контакти як методом вплавлення, так і методом паяння.

Контакти до зразків GaSb р-типу провідності створювали з використанням нелегованого олова, а до зразків n-типу – оловом, легованим телуrom. Леговане олово готували сплавленням 99 ат.% Sn і 1 ат.% Te у вакуумованій кварцовій ампулі. Задовільні результати досягнуто при сплавленні під шаром флюсу, яким слугувала каніфоль.

Омічні контакти до голкоподібних монокристалів GaSb n-типу провідності створювали за допомогою формувача струмових імпульсів, принципову схему якого показано на рис. 1.11. Принцип дії формувача полягає в наступному.

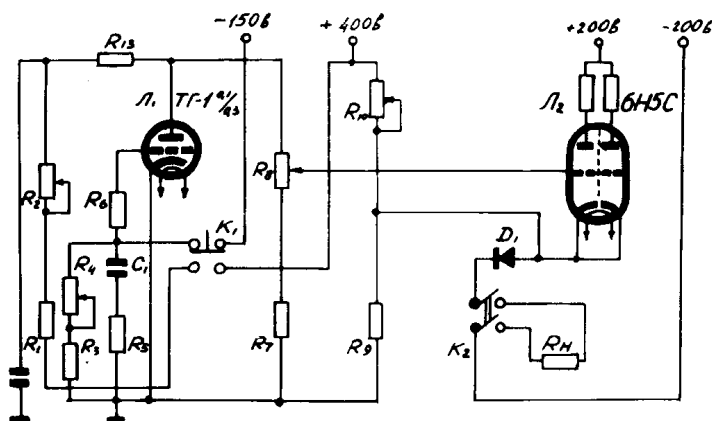


Рис. 1.11. Принципова схема формувача імпульсів струму

У початковому положенні перемикач П1 перебуває в положенні 1. При цьому конденсатор С1 заряджається до напруги джерела живлення постійної напруги (150 В). На сітку тиратрона подано велику від'ємну напругу. Коло аноду тиратрона від'єднано від джерела постійної напруги ($+400$ В) і на аноді тиратрона напруга дорівнює нулю. В початковому стані тиратрон закритий. Із подільника напруги, який складається з R_9 , R_{10} і R_{11} , на катоди вихідних ламп, ввімкнених паралельно, подають додатну напругу ($170 \div 210$ В). Напруга на їх сітках

дорівнює нулю. Струм через зразок, позначений на схемі як R_H (опір навантаження) відсутній.

Під час перемикання перемикача П1 в положення 2 конденсатор С1 відключається від джерела 150 В та починає розряджатися через резистори R3, R4 і R1. Від'ємна напруга на сітці тиратрона починає зменшуватися за законом зміни напруги конденсатора С1. Швидкість розрядження конденсатора С1 залежить від значення опорів резисторів, які входять у коло розрядження. Змінюючи опір розряду, можна керувати швидкістю спадання від'ємної напруги на сітці тиратрона. Конденсатор С2 починає заряджатись. В міру зарядки С2 на аноді тиратрона буде зростати напруга, яка поміж тим, із подільника напруги R7, R8 подається на сітки вихідних ламп. Вихідні лампи відкриваються і через них протікатиме струм зварювання.

За деякого відношення напруги аноду, яка збільшується, та напруги, що зменшується, яке визначається параметрами тиратрона, останній запалюється та закорочує подільник напруги R7, R8. Напруга на сітці тиратрона зменшується настільки, що тиратрон продовжує горіти. Щоб повернути схему в початковий стан, необхідно перемикач П1 переключити в положення 1. Амплітуду імпульсів струму зварювання можна задавати, змінюючи опори резисторів R8, R11. Однак зручніше це робити зміною анодної напруги вихідних ламп. Тривалість імпульсів в основному керується зміною опору ланки розряду конденсатора С1 (за допомогою потенціометра R4).

Для приварювання омичних контактів до монокристалів GaSb виготовлено предметний столик, на якому закріплено ванночку з мікропіччю. Схему представлено на рис. 1.12. Приварюваний мікродріт діаметром 30 мкм закріплюють у зажим, зв'язаний із мікрометричними гвинтами. Мікрометричні гвинти дають можливість плавно переміщувати зажим з мікродротом у трьох напрямках, забезпечуючи в такий спосіб підведення вістря дротини до заданої точки поверхні монокристала. Запропонований спосіб є різновидом вплавлення. Це один із найбільш придатних методів для створення контактів до голкоподібних НК, вирощених методом газотранспортних реакцій. Як контактний матеріал

підбирають методом проб і залежать, в основному, від товщини досліджуваного монокристалу. Після приварювання одного електроду операцію повторюють.

Для проведення подальших експериментів із визначення електрофізичних параметрів потрібно переконатися чи створені контакти являються омичними, було проведено вимірювання ВАХ контактів. Для дослідження ВАХ контакту, створювали як мінімум три контакти – два крайні і середній – досліджуваний. Отримані результати досліджених ВАХ наведені на рис. 1.13.

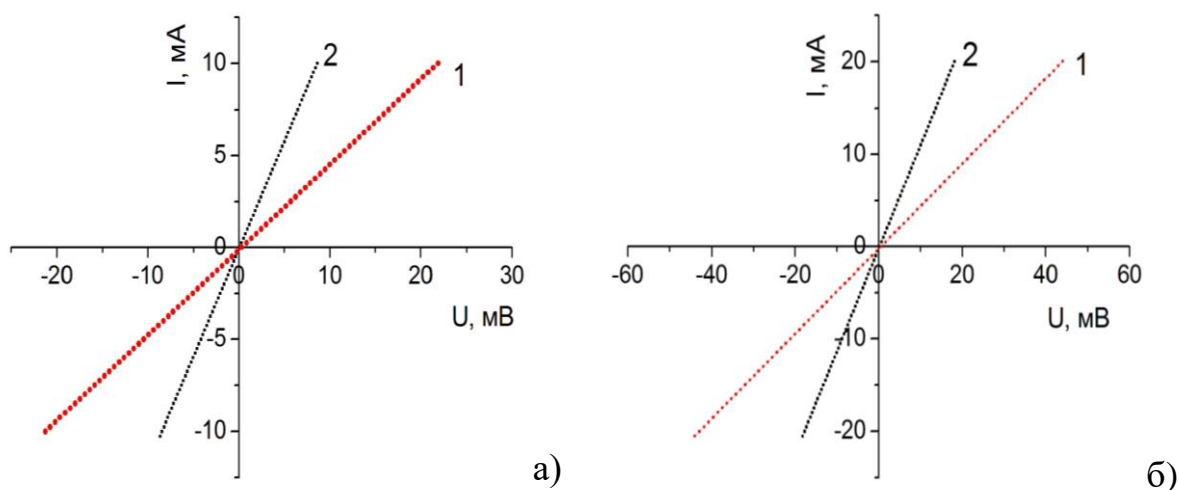


Рис. 1.13. ВАХ НК GaSb діаметром 12 мкм (а) та 20 мкм (б) при $T = 4,2 \text{ K}$ (1) та 77 K (2)

Як видно з рис. 1.13 отримані ВАХ за низьких температур лінійні, незалежно від напрямку пропускання струму, що дозволяє використовувати даний метод для створення електричних контактів, і дослідження електрофізичних характеристик НК GaSb, для зразків GaSb з діаметром 12 мкм $R_{4,2K} = 2,32 \text{ Ом}$, $R_{77K} = 0,87 \text{ Ом}$ та з діаметром 20 мкм $R_{4,2K} = 2,31 \text{ Ом}$, $R_{77K} = 0,92 \text{ Ом}$.

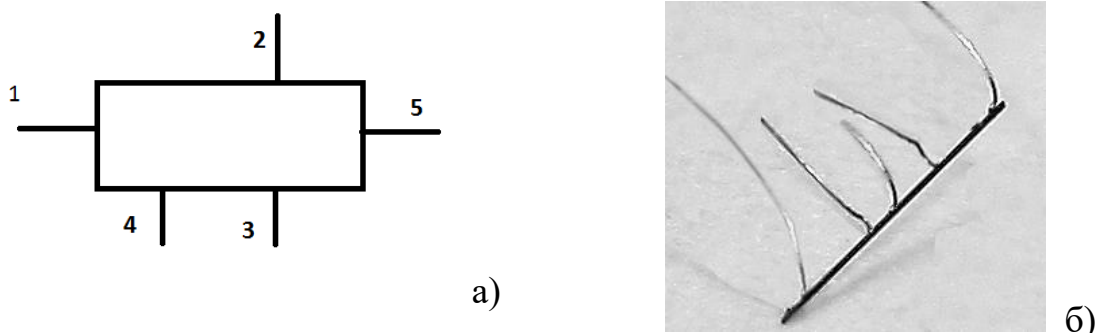


Рис. 1.14 Схематичне розміщення контактів на зразку для холлівських вимірювань а) та фотографія НК GaSb з контактами б)

Для визначення фізичних властивостей носіїв заряду, було проведено вимірювання холлівської різниці потенціалів та електропровідності зразків, що дозволило оцінити концентрацію і їх рухливість μ_H . Оскільки, при вимірах в сумарну напругу, крім ЕРС Холла можуть вносити внесок інші гальвано- і термомагнітні ефекти, тому використовувалась 5 контактна схема рис. 1.14. У такий спосіб створено омичні контакти до НК GaSb, які повністю задовільняють усім вимогам, що висувають до омичних контактів. Механічну міцність контактів вимірювали на установці для дослідження механічних властивостей кристалів. Силу прикладали під кутом 45° до нормалі в площині приварки. У всіх випадках виявлено розрив золотого мікродроту. Отже, міцність контактів перевищує межу міцності золотої мікродротини.

Запропонований метод дозволяє створювати омичні контакти до монокристалів GaSb, вирощених методом газотранспортних реакцій [4]. Мінімальні розміри досліджуваних НК визначаються товщиною мікродротини. У нашому випадку мінімальна товщина кристалів складала 20 мкм. При приварюванні омичних контактів до товстих монокристалів обмежень немає. Використання каніфолі як флюсу зумовлено наступними умовами. 1) Попередній підігрів кристалу до температури плавлення каніфолі зменшує амплітуду імпульсу приварювання, а відповідно, й концентрацію дефектів, пов'язаних із особливостями методу створення контактів. Дефекти в місці приварки мають акцепторну природу. При приварюванні омичних контактів до монокристалів *n*-типу провідності в місці приварки отримуємо *p-n*-перехід. Таким чином, необхідно вживати заходів для зменшення концентрації дефектів приварки. 2) Каніфоль ізолює кристал від атмосфери та запобігає адсорбції кисню під час приварювання. 3) Приварка під каніфоллю приводить до покращення механічних властивостей приварених контактів.

Дослідження показали, що опір контактів становить 0,5 Ом при опорі зразків $0,8 \div 1$ кОм. Покращення якості контактів можна досягти, виготовивши сплав $50\%Au + 50\%Ag + 1\%Te$ для матеріалу мікродротини, або легуванням золотої мікродротини зануренням її в олово з додаванням 1% телуру [4, 13].

1.3. Методика дослідження п'єзоопору НК Si та Ge в широкому інтервалі температур

Напівпровідникові НК являють собою унікальний модельний матеріал для фізичних досліджень завдяки своїй структурній досконалості, яка є тим вищою, чим тоншим є кристал, а також особливостям морфології і можливості контролю концентрації легуючої домішки [14, 15]. Окрім цього, ці досліджувані НК Si, Ge та твердого SiGe знайшли застосування для виготовлення чутливих елементів численних сенсорів фізичних величин, зокрема, механічних [16-20], а також сенсорів температури [21-24] та магнітного поля [25-27]. Все це дало поштовх інтенсивним дослідженням ниткоподібних кристалів у різних умовах, в тому числі в екстремальних: при криогенних температурах, в сильних магнітних полях, під дією опромінення електронами високих енергій.

НК Ge та Si p-типу провідності було обрано для досліджень через особливості поведінки п'єзоопору цих кристалів в області слабкої локалізації: леговані до концентрації в околі ПМД, вони змінюють знак поздовжнього п'єзоопору з позитивного на від'ємний, що дозволяє чітко відслідкувати область переходу [28, 29].

Запропоновано просту в реалізації оригінальну техніку експерименту. Вона базується на важливому спостереженні: в межах однієї експериментальної партії НК мають добру відтворюваність параметрів від зразка до зразка, а саме: концентрацію легуючої домішки, питомий опір та температурний коефіцієнт опору (ТКО). Це дозволяє керуватись наступною послідовністю під час характеристики зразків: а) підбір декількох кристалів, ідентичних за своїми параметрами; б) створення механічно-напруженого стану кристалів шляхом їх закріплення на спеціально підібраних підкладках в той час, як один чи декілька порівняльних зразків лишаються вільними; в) експериментальні дослідження зразків; г) обробка експериментальних даних, під час якої закріплені зразки порівнюють з вільними і, відповідно, визначають деформаційно-стимульовані ефекти (п'єзоопір, п'єзомагнітоопір).

1.3.1. Методика створення термічно-напруженого стану НК Si та Ge

Для того, щоб забезпечити механічне напруження кристала під час проведення експериментів при криогенних температурах, було розроблено і реалізовано спеціальну експериментальну методику.

Оскільки напівпровідникові ниткоподібні кристали використовуються як чутливі елементи сенсорів механічних, теплових і магнітних величин [18, 27], необхідно оцінити термічні деформації, які мають місце в системі напівпровідниковий кристал–підкладка.

При закріпленні кристала на підкладці термічне напруження в ньому можна оцінити за наступною формулою [30, 31]:

$$\sigma_t(T) = \frac{1}{t_c} \int_{T_0}^T \frac{\alpha_s(T) - \alpha_c(T)}{[1 - \nu_s(T)]/E_s(T)t_s + [1 - \nu_c(T)]/E_c(T)t_c} dt \quad (1.10)$$

де для матеріалів кристала та підкладки, відповідно, α_c та α_s – температурні коефіцієнти лінійного розширення; E_c та E_s – модулі Юнга; ν_c та ν_s – коефіцієнти Пуасона; t_c та t_s – товщини. T_0 – технологічна температура, при якій утворюється жорсткий зв'язок між кристалом і підкладкою, зокрема, це може бути температура затвердіння адгезиву.

Вважаючи, що пружні коефіцієнти не залежать від температури, можна спростити вираз (1.10) і отримати формулу для термічної деформації НК [30]:

$$\varepsilon_t(T) = \gamma \int_{T_0}^T [\alpha_s(T) - \alpha_c(T)] dt \quad (1.11)$$

Коефіцієнт γ – це параметр, що характеризує ефективність передачі деформації від підкладки до монокристалу. Він може бути аналітично оцінений, чи експериментально визначений. Значення параметра γ залежить від експериментальної установки, геометрії досліджуваних зразків, а також методу їх закріплення на підкладці.

Таблиця 1.4

Максимальна ($\gamma = 1$) термічна деформація НК Si та Ge p-типу провідності, закріплених на різних підкладках при певних фіксованих температурах [30]

Т, К	Si p-типу			Ge p-типу		
	<i>Матеріал підкладки</i>					
	<i>мідь</i>	<i>алюміній</i>	<i>вольфрам</i>	<i>плавлений кварц</i>	<i>алюміній</i>	
4,2	$-5,44 \times 10^{-3}$	$-7,3 \times 10^{-3}$	$-8,75 \times 10^{-4}$	$6,77 \times 10^{-4}$	$1,95 \times 10^{-3}$	$-4,4 \times 10^{-3}$
20	$-5,43 \times 10^{-3}$	$-7,3 \times 10^{-3}$	$-8,74 \times 10^{-4}$	$6,72 \times 10^{-4}$	$1,94 \times 10^{-3}$	$-4,4 \times 10^{-3}$
77	$-5,18 \times 10^{-3}$	$-7,04 \times 10^{-3}$	$-7,57 \times 10^{-4}$	$6,4 \times 10^{-4}$	$1,88 \times 10^{-3}$	$-4,03 \times 10^{-3}$
300	$-2,28 \times 10^{-3}$	$-3,19 \times 10^{-3}$	$-2,50 \times 10^{-4}$	$3,8 \times 10^{-4}$	$8,98 \times 10^{-3}$	$-2,9 \times 10^{-3}$

Результати розрахунку термічної деформації НК Si та Ge, закріплених на декількох підкладках, які забезпечували деформацію розтягу та стискання, наведені в табл. 1.4 для різних температур з інтервалу $4,2 \div 300$ К. Як зрозуміло з таблиці, наприклад, для створення одновісної деформації НК Ge використовувались підкладки трьох типів матеріалів з різним коефіцієнтом термічного розширення (КТР): алюміній, кремній та кварц.

Формула (1.11) дозволяє наближено оцінити термічну деформацію вздовж осі кристала, закріпленого на підкладці. Більш детальний аналіз слід проводити в рамках анізотропної теорії пружних властивостей кристалів.

1.3.2. Аналіз поверхнево-напруженого стану кристалу

Для аналізу розподілу деформації/напруження в закріпленому кристалі слід задати лабораторну систему координат по відношенню до кристалографічних осей досліджуваного зразка. Зокрема, для кристалічних ґраток НК Si та Ge з алмазоподібною кристалічною ґраткою поздовжня вісь відповідає кристалографічному напрямку $\langle 111 \rangle$. В локальній системі координат $\langle 111 \rangle$ тензор поверхневих механічних напружень має вигляд:

$$(\sigma_{ij})'_{SURF} = \begin{pmatrix} \sigma_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

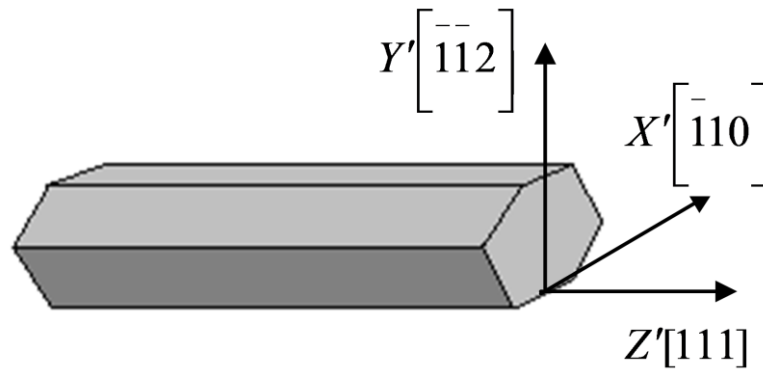


Рис. 1.15. Локальна система координат та її зв'язок з кристалографічними осями кристала

Використовуючи відомий метод [32, 33] перетворення компонент тензора четвертого рангу, яким є тензор пружних модулів, ми отримали для кубічної гранецентрованої ґратки $\{111\}$:

$$(S'_{ij}) = \begin{pmatrix} S'_{11} & S'_{12} & S'_{13} & S'_{14} & 0 & 0 \\ S'_{12} & S'_{11} & S'_{13} & -S'_{14} & 0 & 0 \\ S'_{13} & S'_{13} & S'_{33} & 0 & 0 & 0 \\ S'_{14} & -S'_{14} & 0 & S'_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S'_{44} & S'_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S'_{14} & S'_{66} \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

$$\text{де } S'_{11} = \frac{1}{2}(S_{11} + S_{12} + 2S_{44}); \quad S'_{12} = \frac{1}{6}(S_{11} + 5S_{12} - 2S_{44}); \quad S'_{13} = \frac{1}{3}(S_{11} + 2S_{12} - 2S_{44});$$

$$S'_{14} = \frac{\sqrt{2}}{12}(-S_{11} + S_{12} + 2S_{44}); \quad S'_{33} = \frac{1}{3}(S_{11} + 2S_{12} + 4S_{44}); \quad S'_{44} = \frac{1}{12}(S_{11} - S_{12} + 4S_{44});$$

$$S'_{66} = \frac{1}{24}(S_{11} - S_{12} + 4S_{44}).$$

Виходячи з тензора механічних напружень (1.12) та пружних модулів (1.13) можна знайти тензор деформації, який відповідає поверхнево-напруженому стану:

$$\left(\varepsilon_{ij} \right)'_{SURF} = (S'_{ijkl})' (\sigma_{kl})'_{SURF} = \begin{pmatrix} (S'_{11}\sigma_x + S'_{13}\sigma_z) & 0 & 0 \\ 0 & (S'_{12}\sigma_x + S'_{13}\sigma_z) & \frac{1}{2}S'_{14}\sigma_x \\ 0 & \frac{1}{2}S'_{14}\sigma_x & (S'_{13}\sigma_x + S'_{33}\sigma_z) \end{pmatrix}. \quad (1.14)$$

Для кристала кубічної симетрії, закріпленого на анізотропній підкладці слід очікувати однакових компонент ε_{11} та ε_{33} тензора деформації (1.14). Звідси впливає такий взаємозв'язок між компонентами тензора напружень σ_x і σ_z :

$$\sigma_x = \frac{S'_{33} - S'_{13}}{S'_{11} - S'_{13}} \sigma_z, \quad (1.15)$$

або через відомі пружні модулі в осях симетрії кристала S_{ij}

$$\sigma_x = \frac{12S_{44}}{S_{11} - S_{12} + 10S_{44}} \sigma_z = \kappa \sigma_z. \quad (1.16)$$

Однак, для досить тонких віскерів товщина шару адгезиву може бути величиною того ж порядку, що й поперечний розмір кристала. В цьому випадку до уваги слід взяти пружні властивості шару адгезиву [34]. В роботі авторів [35] доведено: завдяки тому, що модуль Юнга шару адгезиву є значно меншим за модуль Юнга НК, умови передачі деформації від підкладки до кристала в поперечному напрямку X є значно гіршими, ніж в напрямку Z . Тому σ_x в (1.16) слід помножити на відповідний коефіцієнт $\theta < 1$.

Рівняння (1.12 ÷ 1.16) є базовими для оцінки п'єзоопору, який виникає завдяки термічній деформації кристала, закріпленого на підкладці. Зокрема, для умов механічного навантаження кристала (1.12) зміну опору в напрямку поздовжньої осі [111] можна виразити через компоненти тензора п'єзоопору (π_{ijkl}):

$$(\delta R_3)'_{SURF} = \frac{1}{3} \left[\frac{S_{11} - S_{12} + 22S_{44}}{S_{11} - S_{12} + 10S_{44}} (\pi_{11} + 2\pi_{12}) + 4 \frac{S_{11} - S_{12} + 4S_{44}}{S_{11} - S_{12} + 10S_{44}} \pi_{44} \right] \sigma, \quad (1.17)$$

де $\sigma = \sigma_z$.

Для одновісного навантаження

$$(\sigma_{ij})'_{UNI} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

ми отримуємо

$$(\delta R_3)'_{UNI} = \pi'_{33} \sigma = \frac{1}{3} [(\pi_{11} + 2\pi_{12}) + 4\pi_{44}] \sigma. \quad (1.19)$$

Підстановка відповідних пружних модулів для Si ($S_{11} = 0,768 \times 10^{-11}$ Па⁻¹; $S_{12} = -0,214 \times 10^{-11}$ Па⁻¹; $S_{44} = 1,26 \times 10^{-11}$ Па⁻¹) в (1.16) приводить до наступного виразу для зміни опору в напрямку [111], якій відповідає осі Z' локальної системи координат:

$$(\delta R_3)'_{SURF} = \frac{1}{3}[2.11(\pi_{11} + 2\pi_{12}) + 1.77\pi_{44}]\sigma. \quad (1.20)$$

Для коректного порівняння $(\delta R_3)'$ в умовах одновісного і поверхневого навантаження, слід вважати рівними компоненти деформації в напрямку осі [111]:

$$(\varepsilon_3)'_{SURF} = (\varepsilon_3)'_{UNI}. \quad (1.21)$$

З (1.15), беручи до уваги те, що $(\varepsilon_3)'_{UNI} = S'_{33}\sigma_{UNI}$, після підстановки відповідних чисельних значень для S_i отримуємо: $\sigma = 1.822\sigma_{UNI}$. Таким чином, (1.20) слід замінити на:

$$(\delta R_3)'_{SURF} = \frac{1}{3}[3.84(\pi_{11} + 2\pi_{12}) + 3.22\pi_{44}]\sigma. \quad (1.22)$$

Порівняння (1.19) і (1.22) дозволяє зробити висновок, що заміна одновісного напруження поверхневим призводить до зменшення зсувної компоненти п'єзоопору приблизно на 20 % і суттєвого (майже в 4 рази) збільшення гідростатичної компоненти, пов'язаної з $(\pi_{11} + \pi_{12})$. Відомо з роботи [31], що в кремнії р-типу провідності в широкому діапазоні концентрацій і температур $\pi_{44} \gg (\pi_{11} + \pi_{12})$. Тому зміни опору в (1.19) і (1.22) визначаються, головним чином, зсувною компонентою тензора напружень. Це означає, що внесок у зміну опору (або питомого опору) в напрямку [111] під дією поверхневого навантаження є меншим від внеску від одновісного навантаження (1.19) [36]:

$$(\delta R_3)'_{SURF} / (\delta R_3)'_{UNI} \approx 0.8. \quad (1.23)$$

Порівняння значень $(\delta R_3)'$, знайдених із експериментальних вимірювань, із розрахованими значеннями, які очікуються при одновісному навантаженні (1.19), дали $(\delta R_3)'_{\text{exp}} / (\delta R_3)'_{\text{theor.uni}} \approx 0,7$, що добре узгоджується з (1.23). Зменшення коефіцієнта 0,8 до величини 0,7 може бути зумовлене впливом шару адгезиву.

Система “підкладка–адгезив–кристал” розглядалась авторами [34] з врахуванням граничних умов і умови сумісності деформацій у системі. Було показано, що коефіцієнт θ , що характеризує передачу деформації від підкладки до

НК є змінним у напрямку осей X та Z і, наприклад, у поздовжньому напрямку має вигляд:

$$\theta_z = \frac{1}{1+m_1+m_2} \left\{ 1 - \frac{3(m_2+2m_1)(m_2+2)}{[m_2^2+4m_2(1+m_1)+12m_1]} \frac{ch(\tau z)}{ch\left(\tau \frac{l_1}{2}\right)} \right\}, \quad (1.24)$$

де: $m_1 = E_1 h_1 / E_3 h_3$; $m_2 = E_2 h_2 / E_3 h_3$; $m_3 = G_2 / E_3 h_3$; $m_4 = 1/h_2$; $\tau = 2 \sqrt{\frac{3m_3 m_4 (1+m_1+m_2)}{m_2^2+4m_2(1+m_1)+12m_1}}$.

Тут E_1, E_2, E_3 – модулі Юнга матеріалів кристала, адгезиву та підкладки, h_1, h_2, h_3 – відповідні товщини, G_2 – зсувний модуль адгезиву, l_1 – характерний розмір кристала в напрямку, що розглядається (тобто довжина для напрямку осі z і ширина грані для напрямку X). θ_x має таку саму форму, що і θ_z , але $ch(\lambda z)$ в (1.24) замінюється на $ch(\lambda x)$.

Можна показати, що оскільки модуль Юнга адгезиву є значно меншим за модуль Юнга НК і підкладки, передача напружень у поперечному напрямку X є значно гіршою, ніж в напрямку Z . Таким чином, σ_x і σ_z в (1.16) слід помножити на відповідні коефіцієнти θ_x і θ_z . Підставивши відповідні чисельні константи, ми отримали $\theta_z \approx 0,87$. Добуток цього коефіцієнту і коефіцієнту (1.23) дав загальний коригуючий коефіцієнт $\zeta = 0,8 \times 0,87 = 0,696$, який якнайкраще узгоджується з нашим емпіричним коефіцієнтом $\zeta = 0,7$. Наведені міркування ми взяли до уваги під час обробки експериментальних даних [37, 38].

1.4. Методика вимірювань характеристик НК Si, Ge, InSb та GaSb

1.4.1. Методика вимірювань характеристик зразків у широкому інтервалі температур і магнітних полів

Вимірювання опору НК Si, Ge, InSb та GaSb в широкому інтервалі температур $4,2 \div 300$ К і магнітних полів $0 \div 14$ Тл проводились у Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів та низьких температур (м. Вроцлав, Польща) в рамках угоди про міжнародне науково-технічне співробітництво.

Досліджувані зразки розміщувались на спеціальній вставці (рис. 1.16) та поміщались в охолоджуваний парами гелієвий кріостат типу ГКОП, загальний вигляд якого наведено на рис. 1.17, де відбувалось охолодження зразків до температури рідкого гелію.



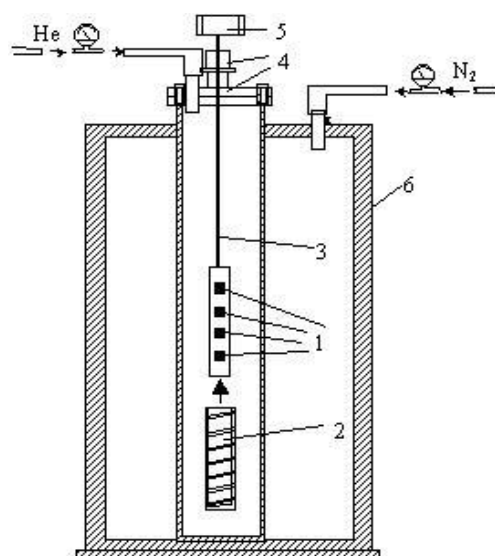
Рис. 1.16. Фото спеціальної вставки з закріпленими на ній зразками НК для проведення вимірювань у гелієвому кріостаті типу ГКОП

Рис. 1.17. Гелієвий кріостат типу ГКОП для вимірювань при криогенних температурах: схематичне зображення кріостату: 1 – зразки, закріплені на спеціальній вставці (див. рис. 1.16);

2 – нагрівач; 3 – тримач;

4 – вакуумно щільне кріплення;

5 – струмові виводи; 6 – кріостат.



Дослідження характеристик зразків при температурах нижче рідкого гелію здійснювались шляхом відкачування парів рідкого гелію із кріостату [4, 39, 40]. Для нагрівання зразків до кімнатної температури застосовували спеціальну вставку з нагрівачем з біфілярного дроту, намотаного на корпус вставки (рис. 1.16).

Вимірювання магнітоопору досліджуваних зразків проводилось на біттерівському магніті в діапазоні магнітних полів $0 \div 14$ Тл із часом розгортки по полю $1,75$ Тл/хв при температурі рідкого гелію та $3,5$ Тл/хв – у інтервалі температур $4,2 \div 77$ К. Вимірювання магнітоопору в магнітних полях із індукцією до 35 Тл проводилось на імпульсному магніті при температурі $4,2$ К [41]. У всіх досліджуваних зразках струм пропускався вздовж напрямку $[111]$, а магнітне поле прикладалося у напрямках: $B \parallel [111]$, $B \parallel [110]$ та $B \perp [111]$.

Розроблена методика дослідження магнітотранспортних характеристик отриманих НК Si, Ge, InSb та GaSb з використанням DC та AC режимів. Обидва способи забезпечували ідентичні результати, що свідчить про уникнення ефектів паразитних термо-е.р.с., контактної різниці потенціалів, можливих деформаційних напружень контактної області кристалів.

Стабілізований електричний струм у межах $1 \div 100$ мкА через кристал задавався джерелом струму Keithley 224 в залежності від опору досліджуваного зразка. Температура вимірювалась за допомогою термопари Cu-CuFe. Електрична напруга на потенційних контактах зразків і вихідний сигнал термопари вимірювалась цифровими вольтметрами типу Keithley 2000 та Keithley 2010 з точністю до 1×10^{-6} В з одночасною автоматичною реєстрацією показів приладів через паралельний порт персонального комп'ютера та їх візуалізацією на екрані монітора.

1.4.2. Методика досліджень магнітної сприйнятливості НК GaSb при низьких температурах

Сьогодні для вимірювання слабких магнітних полів у магнітометрії використовують так звані сквід-магнітометри [42, 43], які базуються на надпровідникових квантових інтерферометрах (їх скорочена назва еквівалентна англійській аббревіатурі SQUID). За своєю виключно високою чутливістю вони перебувають практично поза конкуренцією. Для наших вимірювань використовувався SQUID магнітометр MPMS-XL5

Вимірювальна система включає в себе сканер зразка, антену градієнтометра, ВЧ SQUID, цифровий магнітометр і комп'ютер, який здійснює функції управління, зчитування та обробки інформації. Сканер зразка - електромеханічний пристрій для переміщення штока із зразком всередині вимірювальної вставки. Обертання гвинта кроковим двигуном трансформується в поступальний рух гайки, пов'язаної зі штоком. дискретність переміщення зразка становить 0,005 мм. Величина дискретності переміщення визначає точність

оцифрування магнітометром сигналу ВЧ SQUID, а залежно від положення зразка і відповідно точність вимірювань магнітного моменту зразка.

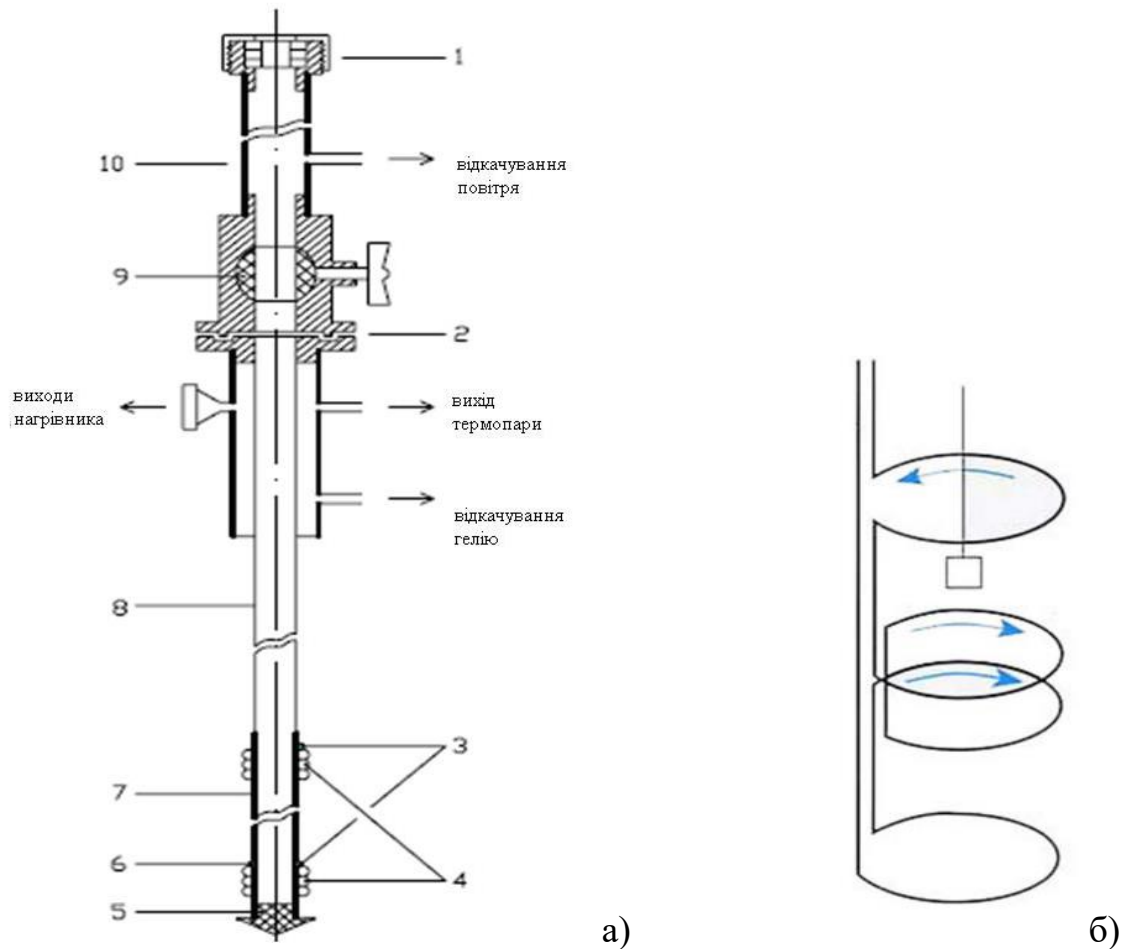


Рис. 1.18. Схема вимірювальної камери зі шлюзом: 1 - вакуумне ущільнення для транспортного модуля зразка; 2 - фланцеве з'єднання вимірювальної камери зі шлюзом, 3 – термопари для вимірювання градієнта температури по довжині боксу, 4 - нагрівачі боксу; 5 – центруюча зірочка; 6 - вимірювальна термопара; 7 - бокс для зразка; 8 - несуча трубка камери; 9 - кульовий кран; 10 - газовий шлюз а) та вхідна вимірювальна котушка в яку поміщається вставка б)

У високочастотному SQUID - магнітометрі SQUID кільце індуктивно пов'язане з високочастотним коливальним контуром, який накачується за допомогою зовнішнього генератора з частотою від $0,001 \div 1000$ Гц, рівної власній частоті контуру (рис. 1.18). Вплив на цей коливальний контур квантових електродинамічних процесів, які відбуваються в SQUID, можна розглядати феноменологічно як зсування повного опору контуру. При зміні вхідного

магнітного потоку (створюваного струмом вхідної котушки) повний опір i , отже, вихідна напруга контуру відчувають зміни, періодичні по потоку з періодом, рівним кванту магнітного потоку $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб. Керуюча електронна схема, що містить зворотні зв'язки, забезпечує посилення і детектування високочастотного сигналу, лінеаризацію вихідної напруги по відношенню до вхідному магнітному потоку, а також підтримання оптимального режиму роботи SQUID і коливального контуру. При цьому SQUID фактично служить нуль - індикатором, а SQUID - датчик в цілому працює як високоякісний параметричний підсилювач, на виході якого виходить сигнал, пропорційний вимірюваній магнітному потоку.

Для переміщення зразка у вхідній котушці використовувався транспортний модуль рис. 1.18,а), який представляє собою трубку з нержавіючої сталі діаметром 6 мм. Всередині неї на centruючих фторопластових кільцях знаходиться шток діаметром 5 мм, до якого прикріплюється тримач зразка з алюмінієвого дроту діаметром $\sim 0,7$ мм. Вибір алюмінієвого сплаву в якості матеріалу боксу обумовлений як його хорошою теплопровідністю, так і слабкою температурної залежністю магнітної сприйнятливості сплаву і малої її величиною. До цього держателю приклеюється (клеєм БФ-2) досліджуваний зразок НК Si з довжиною, яка не повинна перевищувати 3 мм. Верхній край штока з'єднується гнучким повідцем зі сканером, виконаним на основі гвинтової пари, приводиться в рух кроковим двигуном.

Використання даної вимірювальної системи дозволяє проводити дослідження магнітної сприйнятливості і магнітного моменту з точністю мкнше 1×10^{-8} Гс \times см³ в магнітних полях до ± 70 кЕ [44]. Спеціальна конструкція кріостата і блоку термометрії дозволяють стабілізувати температуру зразка з точністю $\pm 0,05$ К в інтервалі $4,2 \div 300$ К. Конструктивні особливості кріостата – екрану зменшують зовнішні електромагнітні поля (промислові перешкоди з частотами $50 \div 100$ Гц) на $40 \div 60$ дБ. Отже, нами адаптовано методику визначення магнітної сприйнятливості НК GaSb при низьких температурах із використанням приладу SQUID MPMS-XL5.

1.5. Підбір зразків для досліджень електрофізичних і магнітних властивостей

1.5.1. Характеристика НК Si та Ge для досліджень п'єзо- і магнітоопору

Для досліджень п'єзоопору відбирались НК Si, леговані бором, із концентрацією в діапазоні $8 \times 10^{17} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Найбільш чутливим параметром кристалів до входження домішок, який визначає характер електропровідності, виявилось співвідношення R_{77K}/R_{300K} , де R_{300K} – опір кристалу при кімнатній температурі, а R_{77K} – опір кристалу при температурі рідкого азоту. Тому відбір НК p-Si проводився також і за цим параметром [37].

Спочатку вимірювався температурний хід опору вільних НК Si в діапазоні температур 4,2–300 K, потім НК піддавались одновісній деформації стиску шляхом закріплення їх на мідних підкладках, після чого знову вимірювалась температурна залежність опору деформованих НК у тому ж температурному діапазоні. З одержаних експериментальних залежностей $R = f(T)$ для вільних і деформованих НК розраховувались значення їх коефіцієнта тензочутливості (КТЧ) K у температурному діапазоні 4,2–300 K за формулою:

$$K = (R - R_0)/R_0 \times \varepsilon, \quad (1.25)$$

де R_0 – опір недеформованого (вільного) кристалу, R – опір деформованого кристалу, ε – одновісна деформація, яка діє на кристал; розраховувалась за формулою (1.11).

Параметри НК Si p-типу провідності, легованих бором, на яких проводились вимірювання п'єзоопору, наведено в табл. 1.5.

Таблиця 1.5.

Параметри досліджуваних НК Si p-типу провідності

№ зразка	Концентрація бору, см^{-3}	Питомий опір ρ_{300K} , Ом \times см	R_{77K}/R_{300K}	Ступінь наближення до ПМД $N_{кр} = 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$
1.	1×10^{19}	0,006	0,87	Область металевої провідності
2.	$5,5 \times 10^{18}$	0,0110	2,199	Поблизу ПМД з металевого боку

3.	3×10^{18}	0,013	2,66	Поблизу ПМД з діелектричного боку
4.	1×10^{18}	0,0140	2,968	Діелектричний бік ПМД
5.	8×10^{17}	0,0179	3,965	Діелектрична область

Для експериментального дослідження електрофізичних характеристик Ge р-типу провідності було обрано зразки з трьох партій, із концентрацією легуючої домішки галію, що відповідає металевому і діелектричному боку ПМД [29, 41]. Компенсуючі атоми золота вводились в процесі росту кристалів (ступінь компенсації $K \ll 0,01$). Золото використовувалось як ініціатор росту кристалів. НК в межах однієї партії відбирались за товщиною і демонстрували відтворюваність їх електрофізичних властивостей.

В інтервалі температур $4,2 \div 300$ К проводились дослідження п'єзоопору НК Ge р-типу провідності, легованих галієм, параметри яких наведено в табл. 1.6.

Таблиця 1.6

Параметри НК Ge р-типу провідності для досліджень п'єзоопору

№ зразка	Концентрація галію, см^{-3}	Питомий опір $\rho_{300\text{K}}$, Ом \times см	Ступінь наближення до ПМД $N_{\text{кр}} = 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$
1.	8×10^{18}	0,0023	Поблизу ПМД з металевого боку
2.	2×10^{17}	0,045	Поблизу ПМД з діелектричного боку
3.	5×10^{16}	0,16	Діелектрична область

Для дослідження поперечного і поздовжнього магнітоопору в сильних магнітних полях до 14 Тл були відібрані сильнолеговані НК Ge n-типу провідності, леговані Sb, а р-типу – Ga. Як ініціатори росту вводилися домішки золота і платини. Усі зразки були слабо компенсовані ($k < 0,01$). Електричні контакти і струмовиводи до них створювалися імпульсним зварюванням срібного мікродроту діаметром 30 мкм з НК Ge. Контакти були омичними у всьому діапазоні досліджуваних температур. Параметри досліджуваних зразків наведені в табл. 1.7.

Параметри НК Ge для дослідження магнітоопору [41-47]

Позначення зразків	Питомий опір ρ_{300K} , Ом×см	Тип провідності	Термічна деформація, ϵ при T=4,2 К
Ge:Sb1	1×10^{-3}	n	–
Ge:Sb2	$0,8 \times 10^{-3}$	n	–
Ge:Sb3	2×10^{-3}	n	+ $1,37 \times 10^{-3}$ відн. од. – $4,38 \times 10^{-3}$ відн. од.
Ge:Ga4	$2,2 \times 10^{-3}$	p	– $4,38 \times 10^{-3}$ відн. од.

Оскільки для НК малих розмірів важко створити холлівські контакти, провести холлівські дослідження та визначити концентрацію домішок, для характеристики зразків ми використовуємо їх питомий опір при кімнатній температурі. За умови слабої компенсації зразків, за питомим опором можна приблизно оцінити концентрацію донорних домішок у кристалі.

1.5.2. Характеристика НК InSb та GaSb для досліджень електропровідності та магнітоопору

Для вивчення електропровідності та магнітоопору НК InSb n-типу провідності відібрали чотири групи кристалів із різною концентрацією легуючої домішки (Sn) і відповідно ступенем наближення до критичної концентрації, що відповідає фазовому ПМД $N_{кр} = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [48-51]:

1. сильнолеговані зразки з концентрацією домішки поблизу ПМД з металевого боку переходу – $7,16 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
2. зразки з концентрацією домішки, що відповідає ПМД – $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
3. зразки з концентрацією домішки поблизу ПМД з діелектричного боку переходу – $2,3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
4. слаболеговані зразки, концентрація олова в яких віддалена від ПМД у (глибоку) діелектричну область – $4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Для вивчення електропровідності та магнітоопору НК GaSb n-типу провідності відібрали три групи кристалів із різною концентрацією легуючої домішки (Te) і відповідно ступенем їх наближення до критичної концентрації, що відповідає фазовому ПМД [42, 52, 53]:

1. зразки з концентрацією легуючої домішки $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає близькості до ПМД з металевого боку переходу;
2. зразки з більшою концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$;
3. сильнолеговані зразки GaSb, віддалені від ПМД у металевий бік, з найбільшою концентрацією телуру $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

1.6. Методика дослідження впливу електронного опромінення на характеристики НК кремнію

1.6.1. Методика досліджень характеристик легованих НК Si, опромінених електронами високих енергій

Методика експерименту електронного опромінення полягала в наступному. Досліджувалась температурна залежність опору відібраних кристалів у інтервалі температур $4,2 \div 300 \text{ K}$. Потім кристали піддавались опроміненню електронами високих енергій з різним флюенсом за кімнатної температури, після того проводився ізотермічний відпал опромінених кристалів [55-58]. Подальша стадія експерименту полягала в дослідженні температурної залежності опору опромінених кристалів у інтервалі температур $4,2 \div 300 \text{ K}$.

Досліджувані кристали опромінювались на електронному прискорювачі Мікротрон М-30 в Інституті електронної фізики НАНУ міста Ужгорода (рис. 1.19). Опромінення здійснювалось електронами з енергією $4,2 \div 14 \text{ MeV}$ і флюенсом $5 \times 10^{16} \div 1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$. Для проведення експерименту кристали були розміщені у спеціально виготовленому контейнері, якій встановлювався в камеру для опромінення. Щоб уникнути радіаційного нагріву зразків під час опромінення для підтримання кімнатної температури, проводився їх обдув парами рідкого азоту.

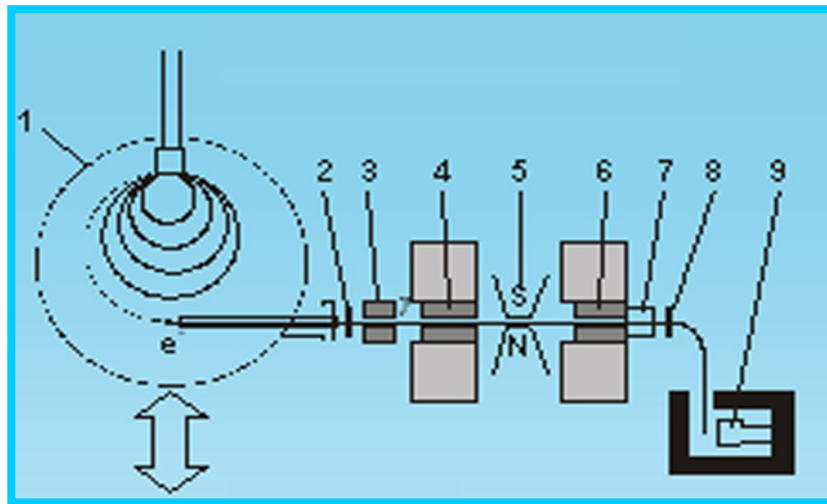


Рис. 1.19. Схематичне зображення установки для електронного опромінення: 1 – мікротрон, 2 – гальмівна мішень, 3, 4, 6 – система коліматорів, 5 – магніт, 7 – прохідна камера, 8 – досліджувані зразки, 9 – детектор, 10 – до пульта управління.

Після опромінення за кімнатної температури кристали піддавались ізотермічному відпалу при температурі $+120\text{ }^{\circ}\text{C}$ на протязі двох годин для закріплення радіаційних дефектів .

1.6.2. Підбір зразків Si для експериментів із електронного опромінення

Оскільки завданням є дослідження впливу електронного опромінення на стрибкову провідність НК Si р-типу провідності [57, 58], було відібрано кілька груп зразків із різним рівнем легування бором і, відповідно, різним ступенем наближення до ПМД, критична концентрація якого для Si, легованого бором, становить $N_c \approx 5 \times 10^{18}\text{ см}^{-3}$. До опромінення досліджувались температурні залежності електропровідності легованих НК Si р-типу провідності в широкому інтервалі температур $4,2 \div 300\text{ K}$ [55-60].

На рис. 1.20 – 1.26 наведено отримані експериментально до опромінення температурні залежності питомого опору відібраних НК Si з різним рівнем легування акцепторною домішкою (бору).

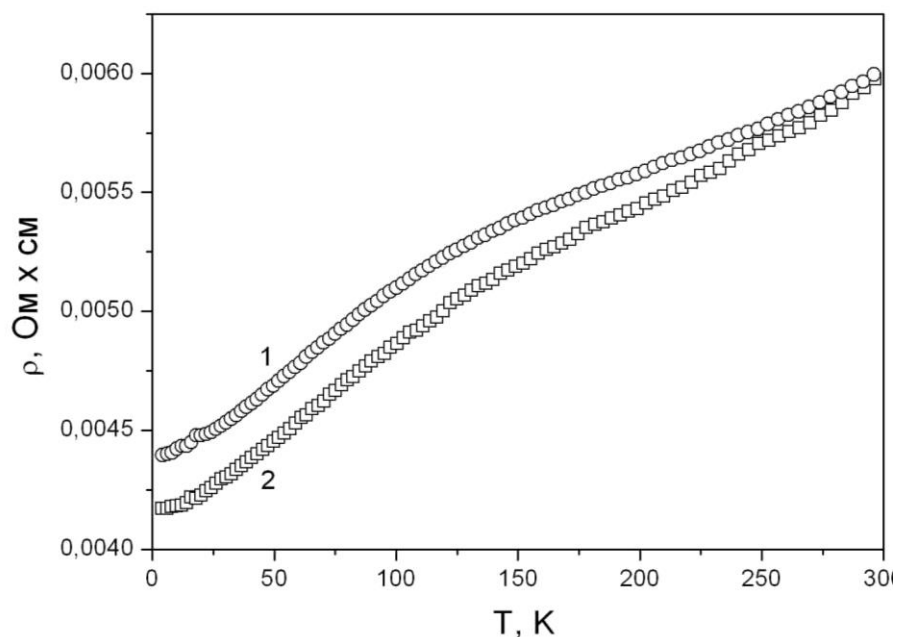


Рис. 1.20. Температурні залежності питомого опору НК Si з концентрацією бору $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (металева провідність): 1 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 0,818$; 2 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 0,821$.

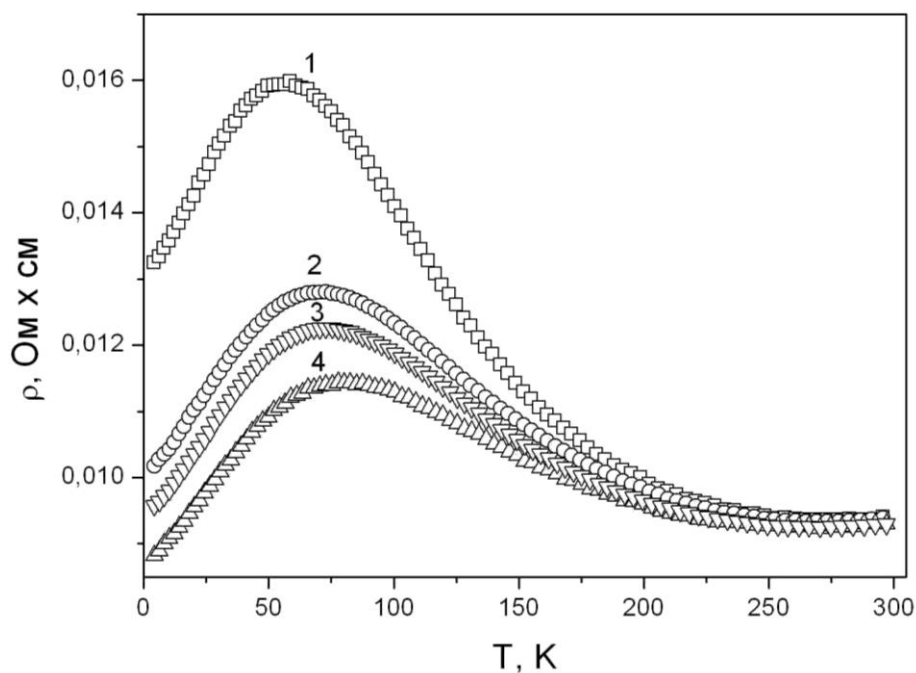


Рис. 1.21. Температурні залежності питомого опору НК Si з концентрацією бору $7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (металевий бік ПМД): 1 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 1,307$; 2 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 1,329$; 3 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 1,204$; 4 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 1,156$.

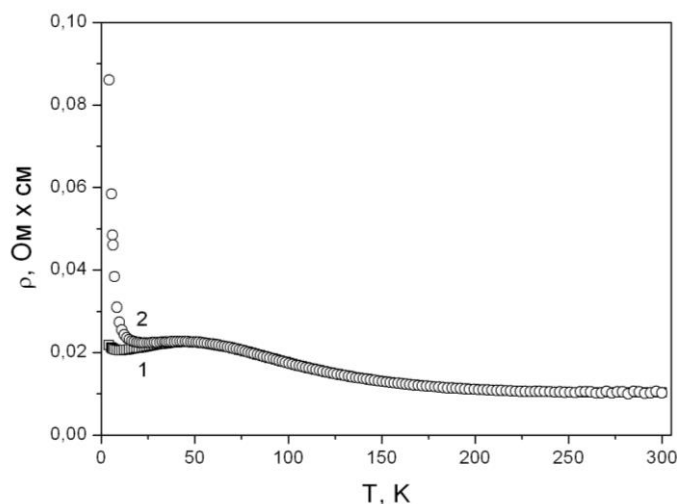


Рис. 1.22. Температурні залежності питомого опору НК Si з концентрацією бору $5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (поблизу ПМД з металевого боку): 1 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 1,536$; 2 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 1,567$.

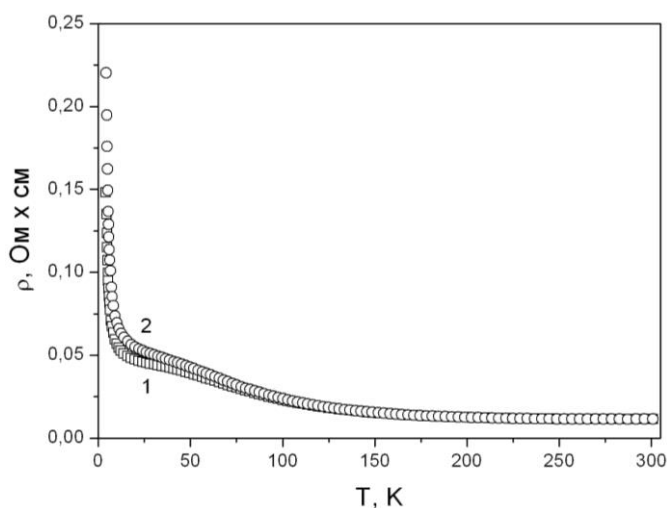


Рис. 1.23. Температурні залежності питомого опору НК Si, леговані бором $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (ПМД): 1 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 2,480$; 2 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 2,474$.

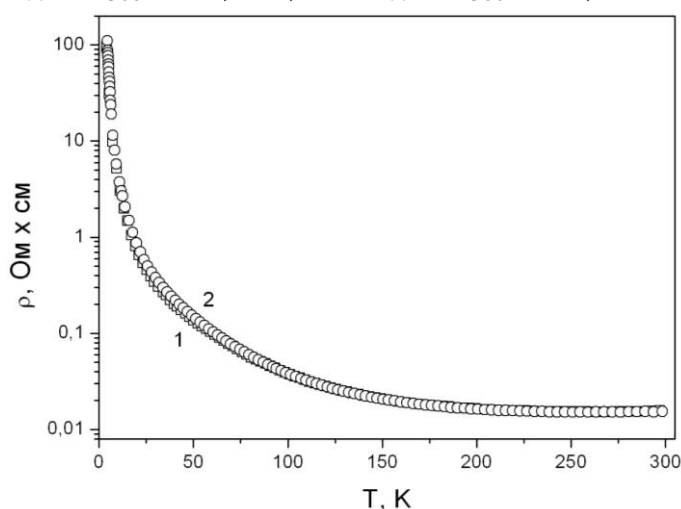


Рис. 1.24. Температурні залежності питомого опору НК Si з концентрацією бору $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (поблизу ПМД з діелектричного боку): 1 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 3,622$; 2 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 3,654$.

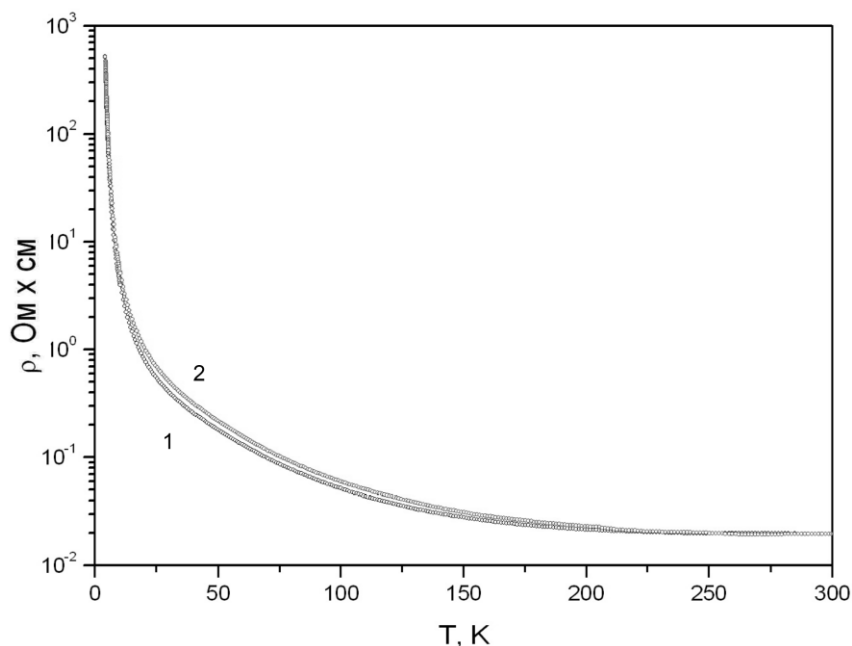


Рис. 1.25. Температурні залежності питомого опору НК Si з концентрацією бору $9 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (діелектричний бік ПМД): 1 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 4,05$; 2 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 4,16$

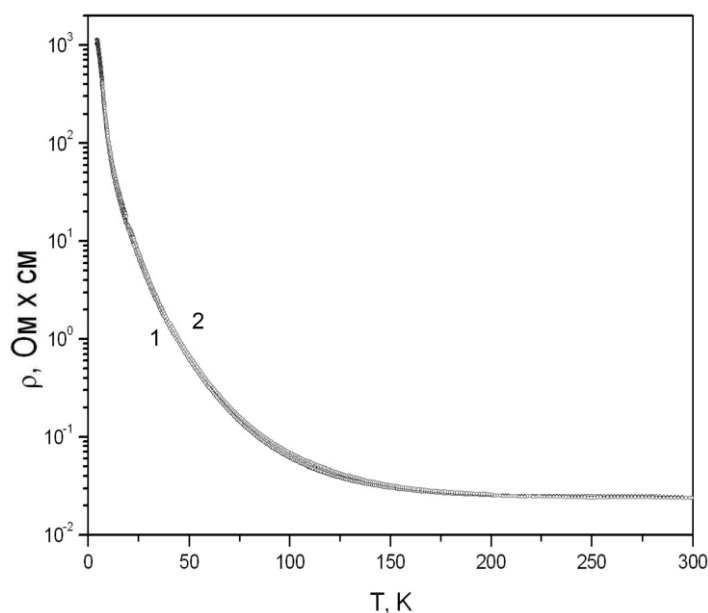


Рис. 1.26. Температурні залежності питомого опору НК Si з концентрацією бору $8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (діелектрична область): 1 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 4,968$; 2 – $R_{77 \text{ К}}/R_{300 \text{ К}} = 5,024$

Для дослідження було відібрано кілька груп НК Si p-типу з різним рівнем легування бором і, відповідно, різним ступенем наближення до ПМД з концентрацією бору $8 \times 10^{17} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В результаті проведеного відбору

утворилось кілька груп НК Si, основні параметри яких, необхідні для проведення подальших експериментів щодо електронного опромінення, зведено у табл. 1.8 [55-58].

Таблиця 1.8

Основні параметри НК Si p-типу провідності, відібраних для електронного опромінення [55-58]

№ групи зразків	Концентрація бору, см^{-3}	$\rho_{300\text{K}}$, Ом \times см	$R_{77\text{K}}/R_{300\text{K}}$	$R_{300\text{K}}$, Ом
1.	1×10^{19}	0,0059	0,818	54,75
2.	7×10^{18}	0,0093	1,204	51,84
3.	$5,5 \times 10^{18}$	0,0104	1,567	43,72
4.	5×10^{18}	0,0114	2,48	106,52
5.	1×10^{18}	0,0157	2,474	120,67
6.	9×10^{17}	0,0196	3,749	178,5
7.	8×10^{17}	0,024	4,968	224,91

Розроблена нами методика комплексних досліджень впливу опромінення електронами з енергією $4,2 \div 14$ MeV і флюенсом $5 \times 10^{16} \div 1 \times 10^{18}$ ел/см² на основні властивості мікрокристалів Si p-типу провідності з концентрацією бору поблизу ПМД як з металевого, так і з діелектричного боку переходу в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К і магнітних полів $0 \div 14$ Тл [56, 61]. Створено спеціальні стенди для дослідження характеристик опромінених зразків при низьких температурах і в сильних магнітних полях. Вихідні параметри вимірювались цифровими приладами з одночасною автоматичною реєстрацією їх показів та візуалізацією даних на моніторі персонального комп'ютера.

1.7. Висновки до розділу 1

1. Наведена методика отримання НК Si, Ge, InSb та GaSb методом хімічно транспортних реакцій в закритій системі з різною концентрацією легуючих домішок, що дозволило отримати зразки з різним характером провідності від

металевого до діелектричного боку відносно ПМД і відкриває можливості їх застосування для створення чутливих елементів сенсорів.

2. Розроблено технологічні засади створення електричних контактів до НК GaSb з діаметром порядку $10 \div 20$ мкм з використанням електрохімічного осадження металу. Проведені вимірювання ВАХ створених контактів при різних температурах показали можливість використання таких контактів при дослідженні електро- і магнітотранспортних характеристик кристалів.
3. Обґрунтовано та вперше використано спеціальну методику, яка дозволила створити механічно напружений стан напівпровідникових НК сполук A3B5 для вивчення їх характеристик при криогенних температурах, яка передбачає цілеспрямоване використання термічного напруження за рахунок закріплення зразків на підкладках.
4. Наведено метод створення механічно напруженого стану (розтяг та стиск) використаний при дослідженні п'єзоопору при криогенних температурах, що рекомендований для структурно досконалих НК Si, Ge, InSb та GaSb при криогенних температурах і дозволяє забезпечити умову стабільності їх характеристик.
5. Розроблена методика дослідження магнітотранспортних характеристик отриманих НК Si, Ge, InSb та GaSb з використанням DC та AC режимів. Обидва способи забезпечували ідентичні результати, що свідчить про уникнення ефектів паразитних термо-е.р.с., контактної різниці потенціалів, можливих деформаційних напружень контактної області кристалів. Адаптована методика визначення магнітної сприйнятливості НК GaSb при низьких температурах з використанням приладу SQUID MPMS-XL5.
6. Наведено методику дослідження впливу електронного опромінення з енергією $4,2 \div 14$ MeV і флюенсом $5 \times 10^{16} \div 1 \times 10^{18}$ ел/см² на провідність, п'єзо- і магнітоопір НК Si з різною концентрацією легуючої домішки в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К і магнітних полів $0 \div 14$ Тл завдяки створеним спеціальним стендам для дослідження характеристик опромінених зразків.

РОЗДІЛ 2. ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ І П'ЄЗООПІР НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ ТА ГЕРМАНІЮ

У цьому розділі розглянуто феноменологічний опис п'єзорезистивного ефекту в напівпровідниках; проаналізовано механізми його виникнення під впливом деформації стискування та розтягуння на прикладі легованих кристалів Si та Ge р- та n-типу провідності, а також особливості їх п'єзорезистивного ефекту за криогенних температур. Досліджено вплив спін-орбітальної взаємодії на деформаційне зняття виродження енергетичного спектра валентної зони Si та Ge у двозонному та трizonному наближеннях за допомогою відомого різновиду кр-методу теорії збурень - методом інваріантів. Наведено результати проведеного комплексу робіт, спрямованих на розробку сенсорів фізичних величин нового покоління. Використано спеціальну методику характеристики напівпровідникових НК в умовах впливу зовнішнього механічного напруження, яку застосовано для дослідження п'єзоопору в НК Si та Ge в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К. Наведені результати досліджень деформаційно-стимульованих ефектів при низьких температурах у легованих НК Si, Ge дозволять створити на їх основі сенсори механічних і теплових величин. В області дії „некласичного” механізму п'єзоопору поблизу ПМД виявлено екстремально високу чутливість зразків до деформації та зроблено практичні рекомендації щодо їх використання як надчутливих тензо- та терморезисторів, дієздатних в області криогенних температур.

2.1. Феноменологічний опис п'єзорезистивного ефекту в напівпровідниках

У цьому розділі розглянуто феноменологічний опис п'єзорезистивного ефекту в напівпровідниках та проаналізовано механізми його виникнення під впливом деформації стиску та розтягу на прикладі легованих кристалів Si та Ge р- та n-типу провідності, а також особливості їх п'єзорезистивного ефекту при криогенних температурах.

2.1.1. Механізми виникнення п'єзоопору в напівпровідниках при одновісній пружній деформації

Деформація напівпровідників є причиною виникнення низки ефектів, які зумовлені взаємодією електронів із кристалічною ґраткою. Фізичною причиною деформаційних ефектів є зміщення енергетичних рівнів напівпровідника під впливом деформації та пов'язана з цим зміна спектру носіїв заряду, що приводить до залежності провідності від деформації, тобто виникає п'єзорезистивний (тензорезистивний) ефект.

Під ефектом п'єзоопору розуміють зміну питомого опору напівпровідника, що виникає під впливом механічного напруження, яке приводить до ОПД кристала.

У загальному випадку в кристалах будь-якої симетрії напруженість електричного поля E_i пов'язана з густиною струму J_k через тензор питомого опору ρ_i співвідношенням:

$$E_i = \sum_k \rho_{ik} J_k, \quad (2.1)$$

де ρ_{ik} – симетричний тензор, який може мати не більше шести різних компонент.

Відносну зміну питомого опору деформованого кристала у лінійному по деформації наближенні можна записати у вигляді [62, 63]:

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)_{ik} = \sum_{lm} \pi_{iklm} X_{lm}, \quad (2.2)$$

де π_{iklm} – тензор п'єзоопору четвертого рангу, X_{lm} – тензор механічного напруження другого рангу, який подібно до тензора ρ_{ik} є також симетричним і має не більше шести компонент. Позначаючи кожну пару індексів у відповідних компонентах тензорів одним індексом, співвідношення (2.2) можна записати як:

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)_{ik} = \sum_{k=1}^6 \pi_{ik} X_k. \quad (2.3)$$

Для аналізу п'єзорезистивного ефекту можна ввести безрозмірні коефіцієнти еластоопору, якими визначається відносна зміна питомого опору кристала під впливом ОПД, тобто його тензорезистивні властивості:

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)_{ik} = \sum_{k=1}^6 m_{ik} \varepsilon_k, \quad (2.4)$$

де m_{ik} – безрозмірний коефіцієнт еластоопору четвертого рангу, який визначає тензочутливість.

Між тензором механічного напруження X_{lm} і тензором деформації ε_k існує безпосередній зв'язок через тензор модуля пружності C_{ik} згідно закону Гука:

$$X_i = \sum_k C_{ik} \varepsilon_k. \quad (2.5)$$

Беручи до уваги (2.5), зв'язок між m_{ik} і π_{il} можна записати як:

$$m_{ik} = \sum_l \pi_{il} C_{lk}. \quad (2.6)$$

Коефіцієнти п'єзоопору π_{ik} і еластоопору m_{ik} утворюють шестивимірні матриці:

$$\pi_{ik} = \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & - & - & - & \pi_{16} \\ \pi_{21} & \pi_{22} & - & - & - & \pi_{26} \\ - & - & - & - & - & - \\ - & - & - & - & - & - \\ - & - & - & - & - & - \\ \pi_{61} & \pi_{62} & - & - & - & \pi_{66} \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Для кристалів кубічної симетрії матриця (2.7) у прямокутній системі координат з осями вздовж $[100]$, $[010]$, $[001]$ зводиться до вигляду:

$$\pi_{ik} = \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{bmatrix}, \quad (2.8)$$

тобто у цьому разі тензор п'єзоопору характеризується лише трьома компонентами π_{11} , π_{12} і π_{44} , а тензор питомого опору ρ_{ik} зводиться до скаляра, оскільки в цьому випадку $\rho_{11} = \rho_{22} = \rho_{33} = \rho$, а $\rho_{12} = \rho_{23} = \rho_{31} = 0$

Поздовжній коефіцієнт п'єзоопору позначимо як $\pi_{||}$, а поздовжній питомий опір як $\rho^{||}$: $\pi_{||} = \frac{\rho^{||} - \rho_0^{||}}{\rho_0^{||}(-P)}$. У випадку одновісної пружної деформації (ОПД) кристалів кубічної сингонії в довільному напрямку коефіцієнт п'єзоопору визначається комбінацією усіх трьох п'єзореzистивних коефіцієнтів [64]:

$$\begin{aligned} \pi_{||} &= \pi_{11}(n_1^4 + n_2^4 + n_3^4) + 2(\pi_{44} + \pi_{12})(n_1^2 n_2^2 + n_1^2 n_3^2 + n_2^2 n_3^2) = \\ &= \pi_{11} + 2(\pi_{44} + \pi_{12} - \pi_{11})(n_1^2 n_2^2 + n_1^2 n_3^2 + n_2^2 n_3^2), \end{aligned} \quad (2.9)$$

де n_1, n_2, n_3 – косинуси кутів між напрямками, вибраними для вимірювання і осями OX, OY, OZ . Максимальне значення множника $(n_1^2 n_2^2 + n_1^2 n_3^2 + n_2^2 n_3^2)$ досягається у напрямку просторової діагоналі куба, що утворює рівні кути з усіма його ребрами. Якщо поздовжня вісь кристала співпадає з напрямком $[100]$, то вектор \vec{n} має тільки одну відмінну від нуля компоненту ($\vec{n} = [1,0,0]$), тому на основі (2.9):

$$\pi_{[100]} = \pi_{11}. \quad (2.10)$$

Якщо ж вимірюється поздовжній п'єзоопір у напрямку $[110]$, коли $\vec{n} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}, 0 \right)$ у цьому разі:

$$\pi_{[110]} = \frac{1}{2}(\pi_{11} + \pi_{12} + \pi_{44}). \quad (2.11)$$

Для вимірювання у напрямку $[111]$, коли $n_1^2 = n_2^2 = n_3^2 = \frac{1}{3}$, тоді:

$$\pi_{[111]} = \frac{1}{3}\pi_{11} + \frac{2}{3}(\pi_{12} + \pi_{44}). \quad (2.12)$$

Виходячи з (2.6), можна встановити зв'язок між коефіцієнтами п'єзоопору і еластоопору для кристалів кубічної симетрії в наступному вигляді:

$$\left. \begin{aligned} \frac{m_{11} + 2m_{12}}{3} &= (\pi_{11} + 2\pi_{12}) \frac{c_{11} + 2c_{12}}{3}; \\ \frac{m_{11} - m_{12}}{2} &= (\pi_{11} - \pi_{12}) \frac{c_{11} - c_{12}}{2}; \\ m_{44} &= \pi c_{44}. \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

Коефіцієнт тензочутливості K як чутливого елемента тензорезистора, визначається зміною його опору під дією ОПД ε :

$$\frac{\Delta R(\varepsilon)}{R_0} = K\varepsilon, \quad (2.14)$$

де R_0 – початковий опір кристала, $\Delta R(\varepsilon)$ – зміна опору під дією ОПДі. Зміна загального опору R тензорезистора визначається зміною питомого опору кристала при деформації (2.4), а також зміною геометричних розмірів (збільшення довжини і зменшення поперечного перерізу при розтягуванні) та підпорядковується співвідношенню:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\Delta l}{l_0} + \frac{\Delta f}{f_0} + \frac{\Delta \rho}{\rho_0}, \quad (2.15)$$

де l – довжина кристала, а f – його поперечний переріз.

Враховуючи, що $\frac{\Delta l}{l_0} = \varepsilon$, а $\frac{\Delta f}{f_0} = 2\mu \frac{\Delta l}{l_0}$ (μ – коефіцієнт Пуассона), і

використовуючи (2.4), вираз (2.15) можна записати у вигляді:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \varepsilon(1 + 2\mu + m_l). \quad (2.16)$$

Тоді КТЧ можна записати як:

$$K = \frac{\Delta R}{R_0 \varepsilon} = 1 + 2\mu + m_l. \quad (2.17)$$

Якщо ОПД прикладається до кристала у напрямку [100], то згідно (2.10) отримаємо:

$$m_l = m_{[100]} = m_{11}; \quad (2.18)$$

для напрямку [110] згідно з (2.11):

$$m_l = m_{[110]} = \frac{1}{2}(m_{11} + m_{12} + m_{44}); \quad (2.19)$$

для напрямку [111] згідно з (2.12):

$$m_l = m_{[111]} = \frac{1}{3}m_{11} + \frac{2}{3}(m_{12} + m_{44}). \quad (2.20)$$

Отже, за допомогою вимірювання поздовжнього та поперечного коефіцієнтів п'єзоопору в певній комбінації взаємної орієнтації деформації та струму можна визначити компоненти п'єзоопору кристала.

2.1.2. П'єзорезистивний ефект при гідростатичному тиску

Найпростішим випадком п'єзоопору є випадок гідростатичного (всебічного) тиску [65]. Розглянемо для прикладу гідростатичний тиск кристалів кубічної сингонії, коли тензор деформації вироджується в скаляр $u_{ii} = u$. Стала ґратки кристала a_0 зменшується: $a = a_0(1 - u)$, що приводить до збільшення перекриття хвильових функцій електронів та зміни потенціальної енергії ґратки $W(a)$, яка описує взаємодію атомів ґратки. Якщо вважати, що потенціальна енергія ґратки мінімальна і відповідає $a = a_0$, то і при стиску, й при розтягу кристала вона зростає. Зміни потенціальної енергії ґратки і перекривання хвильових функцій приводять до зміни ширини забороненої і дозволених зон енергії.

Зміну ширини забороненої зони з тиском можна виразити:

$$\varepsilon_g(P) = \varepsilon_{0g}(1 - \beta P), \quad (2.21)$$

де $\varepsilon_{0g} = \varepsilon_g(0)$ – ширина забороненої зони нестиснутого кристала; $\beta = -\frac{1}{\varepsilon_{0g}} \frac{\partial \varepsilon_g}{\partial P}$ –

коефіцієнт відносної зміни ширини забороненої зони зі зміною тиску.

Зміщення дна зони провідності ε_C і вершини валентної зони ε_V приводить до зміни ширини забороненої зони. Варто зауважити, що це зміщення може відбуватися по-різному. Положення ε_C і ε_V є функцією деформації і при малих деформаціях має вигляд:

$$\varepsilon_C(u) = \varepsilon_C(0) + \Xi_C u, \quad (2.22)$$

де Ξ_C – стала потенціала деформації.

Потенціал деформації – це додаткова потенціальна енергія електрона в деформованому кристалі. Для вершини валентної зони:

$$\varepsilon_V(u) = \varepsilon_V(0) + \Xi_V u. \quad (2.23)$$

Тоді зміна ширини забороненої зони з деформацією:

$$\varepsilon_g(u) = \varepsilon_C(u) - \varepsilon_V(u) = \varepsilon_g(0) + (\Xi_C - \Xi_V)u. \quad (2.24)$$

Зміна ширини забороненої зони приводить до зміни концентрації носіїв заряду. Виходячи з закону діючих мас, запишемо добуток концентрацій електронів і дірок:

$$\sqrt{np} = n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{\varepsilon_g(u)}{2k_0 T}\right) = n_i(0) \exp\left(-\frac{(\Xi_C - \Xi_V)u}{2k_0 T}\right) = n_i(0) \left(1 - \frac{(\Xi_C - \Xi_V)u}{2k_0 T}\right). \quad (2.25)$$

Приріст добутку концентрацій електронів і дірок пов'язаний зі сталими потенціалу деформації Ξ_C, Ξ_V та деформацією u .

У власному напівпровіднику $n = p$, тоді

$$\frac{\delta n}{n(0)} = \frac{\delta p}{p(0)} = \frac{(\Xi_C - \Xi_V)u}{2k_0 T}. \quad (2.26)$$

Гідростатичний тиск приводить до збільшення опору, що можливо зумовлене збільшенням ширини забороненої зони та ефективної маси носіїв заряду m^* з тиском. У разі збільшення лише ширини забороненої зони відносну зміну питомого опору власного напівпровідника запишемо

$$\frac{\delta \rho}{\rho_0} = -\frac{\delta n}{n(0)} = \frac{\Xi_C - \Xi_V}{2k_0 T} u = \frac{\Xi_C - \Xi_V}{2k_0 T} \frac{P}{E_{Ю}}, \quad (2.27)$$

де $E_{Ю}$ – модуль Юнга.

Порівнюючи (2.27) і (2.9) для поздовжнього коефіцієнта п'єзоопору отримаємо:

$$\pi_{||} = \frac{\Xi_C - \Xi_V}{2k_0TE_{Ю}}. \quad (2.28)$$

Зміну питомої електропровідності напівпровідника під тиском в області домішкової провідності можна записати

$$\frac{d\sigma}{dP} = e\mu \frac{dn}{dP} + en \frac{d\mu}{dP} = e\mu \frac{dn}{dP} + e^2 n \left(\frac{d\tau_p}{dP} \frac{1}{m^*} - \frac{\tau_p}{m^{*2}} \frac{dm^*}{dP} \right), \quad (2.29)$$

де τ_p - час релаксації, m^* - ефективна маса носіїв заряду.

Отже, зміна провідності з гідростатичним тиском зумовлена: по-перше зміною концентрації носіїв заряду через зміну ширини забороненої зони або глибини залягання домішкових рівнів; по-друге зміною часу релаксації з тиском; по-третє зміною з тиском ефективної маси носіїв заряду.

Оцінюючи поздовжній коефіцієнт п'єзоопору на основі виразу (2.28) спостерігаються невеликі зміни п'єзоопору при гідростатичному тиску, який у загальному випадку є складовою частиною будь-якої деформації. Тоді зміна концентрації носіїв заряду під впливом гідростатичного тиску повинна простежуватись завжди. Насправді для низки випадків п'єзоопір значно сильніше залежить від гідростатичного тиску, що пояснюється тільки складною структурою зон.

2.1.3. П'єзорезистивний ефект у кремнії та германії

Деформаційні ефекти в напівпровідниках покладено в основу роботи низки різноманітних датчиків. В першу чергу, це датчики механічних величин (деформації, зусилля, прискорення, тиску тощо), дія яких базується на п'єзорезистивному ефекті в напівпровідниках. Окрім того, ОПД та сумісна дія полів ефективного зовнішнього впливу (магнітні або температурні поля) є потужним інструментом дослідження зонної структури напівпровідникових кристалів. Саме тому дослідження властивостей напівпровідникових кристалів під впливом деформації привертають увагу багатьох спеціалістів у галузі фізики твердого тіла, а також розробників датчиків, в основі роботи яких лежать деформаційно-стимульовані ефекти в напівпровідниках.

В 1954 році Сміт експериментально дослідив п'єзоопір кристалів Ge і Si n- і p-типу провідності [66] та визначив їх коефіцієнти п'єзоопору, значення яких наведено в табл. 2.1.

Таблиця 2.1

Коефіцієнти п'єзоопору Ge та Si при $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ [66]

Матеріал	ρ , Ом×см	Π_{11}	Π_{12}	Π_{44}	Π_{\max}	m_{\max}
		$\times 10^{-12}\text{ см}^2/\text{дин}$				
n-Ge	1,5	-2,3	-3,2	-138,1	-94,9 [111]	-147
n-Ge	5,7	-2,7	-3,9	-136,8	-94,7 [111]	-147
n-Ge	9,9	-4,7	-5,0	-137,9	-96,9 [111]	-150
n-Ge	16,6	-5,2	-5,5	-138,7	-101,2 [111]	-157
p-Ge	11,1	-3,7	3,2	96,7	65,4 [111]	101,5
p-Ge	15,0	10,6	5,0	46,5	31,4 [111]	48,7
p- Si	7,8	6,6	-1,1	138,1	93,6 [111]	175
n- Si	11,7	-102,2	53,4	-13,6	-81,3 [100]	-142

Тензорезистивний ефект в Si та Ge можна пояснити тільки за допомогою вивчення впливу деформації на енергетичну зонну структуру цих кристалів. Теорія п'єзоопору для зони провідності багатодолинних напівпровідників, таких як n-Ge і n-Si, вперше була розвинута в роботі Херрінга [67]. У відповідності з цією роботою ОПД, змінюючи симетрію кристалу, приводить до зняття виродження по енергії еквівалентних мінімумів в зоні провідності. Так, наприклад, якщо стискати кристал вздовж осі [001], то в результаті цього дно зони провідності у напрямку деформації опускається, а у перпендикулярних напрямках піднімається. Перебудова у відносному розміщенні мінімумів, зумовлена деформацією, приводить до того, що носії заряду, які були рівномірно розміщені по всіх мінімумах, зазнають перерозподілу між мінімумами у відповідності до розподілу Больцмана, якщо електронний газ є неvirоджений. Тобто у тих мінімумах, які опустились вниз по шкалі енергії, концентрація електронів буде більшою, ніж у мінімумах, які піднялись вгору. Тоді долини

багатодолинного напівпровідника під дією деформації перестають бути еквівалентними. Якби поверхні рівної енергії в мінімумах були б сферично симетричними (тобто рухливість μ носіїв струму була скаляром і не залежала від номера долини), то п'єзоопір взагалі був би відсутнім. Проте оскільки в дійсності у багатодолинних напівпровідниках ізоенергетичні поверхні несферичні, а рухливість носіїв заряду в окремо взятому еліпсоїді різко анізотропна, то під впливом деформації їх провідність стає також анізотропною [62], адже

$$\sigma(x) = \sigma_0 - e \sum_{v=1}^M \mu^{(v)} \delta n^{(v)}, \quad (2.30)$$

де $\delta n^{(v)}$ – зміна концентрації носіїв струму в v -тій долині, $\mu^{(v)}$ – середня рухливість носіїв заряду в v -тій долині, M – число долин. Розглянемо також вплив деформації на провідність напівпровідникових кристалів на прикладі Si n-типу провідності [8]. Обмежимося розглядом мінімумів, розташованих у площині K_x (рис. 2.1,а).

Для мінімумів із центром на осі k_x залежність E_k описується виразом (2.31). Для еліпсоїда, розташованого на осі k_y [62]:

$$E_k = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{k_y^2}{m_{\parallel}^*} + \frac{k_x^2}{m_{\perp}^*} \right) \quad (2.31)$$

Оскільки m^* більша в електронів, що рухаються вздовж осей $\langle 100 \rangle$, і менша в електронів, що рухаються у перпендикулярному до них напрямку, то відношення рухливостей буде зворотнім:

$$\left(\mu_{\perp} = \frac{q\bar{\tau}}{m_{\perp}^*} \right) > \left(\mu_{\parallel} = \frac{q\bar{\tau}}{m_{\parallel}^*} \right), \quad (2.32)$$

що зображено на рис. 2.1,а у вигляді векторів різної довжини.

У недеформованому кристалі долини (еліпсоїди) симетричні, а концентрація електронів у них однакова. Сумарна електропровідність двох долин при струмі в напрямку осі $[100]$ визначається як [62]:

$$\sigma_0 = e \left(\frac{n_0}{2} \mu_{\parallel}^{(1)} + \frac{n_0}{2} \mu_{\perp}^{(2)} \right) = \frac{en_0}{2} (\mu_{\parallel}^{(1)} + \mu_{\perp}^{(2)}) = en_0 \mu_{ср}, \quad (2.33)$$

де n_0 – кількість електронів у долинах. Якщо струм протікає у напрямку $[010]$, результат буде подібний. Можна показати, що співвідношення (2.33) справедливе при будь-якому напрямку струму, тобто електропровідність недеформованого кристалу ізотропна.

Якщо на кристал діє ОПД розтягу вздовж осі [100] та струм протікає у тому ж напрямку, то мінімуми, розташовані по осях k_x і k_y знаходяться у різних умовах по відношенню до деформації, оскільки в напрямку [100] кристал розтягується, а в напрямку [010] стискається. Внаслідок цього мінімум (1) піднімається, а мінімум (2) опускається (рис. 2.1,б). При цьому частина електронів із першої долини перетече у другу, що умовно показано пунктирною лінією на рис. 2.1,а. Кількість електронів із великою рухливістю, що рухаються у напрямку електричного поля, зросте, а отже, збільшиться електропровідність. Тоді [62]:

$$\sigma_{\text{деф}} = q \left(\frac{n_0 + \Delta n}{2} \mu_{\perp} + \frac{n_0 - \Delta n}{2} \mu_{\parallel} \right) = \sigma_0 + \frac{q \Delta n}{2} (\mu_{\perp} - \mu_{\parallel}), \quad (2.34)$$

$$\frac{\sigma_{\text{деф}} - \sigma_0}{\sigma_0} = \frac{\Delta \sigma}{\sigma_0} = \frac{\Delta n}{2n_0} \frac{\mu_{\perp} - \mu_{\parallel}}{\mu_{\text{сеп}}} = \frac{\Delta n}{n_0} \frac{\mu_{\perp} - \mu_{\parallel}}{\mu_{\perp} + \mu_{\parallel}}. \quad (2.35)$$

Отже, ефект зміни електропровідності при ОПД визначається кількістю електронів, які перейшли з одного еліпсоїда в інший, і анізотропією ефективних мас (рухливість обернено пропорційна масі).

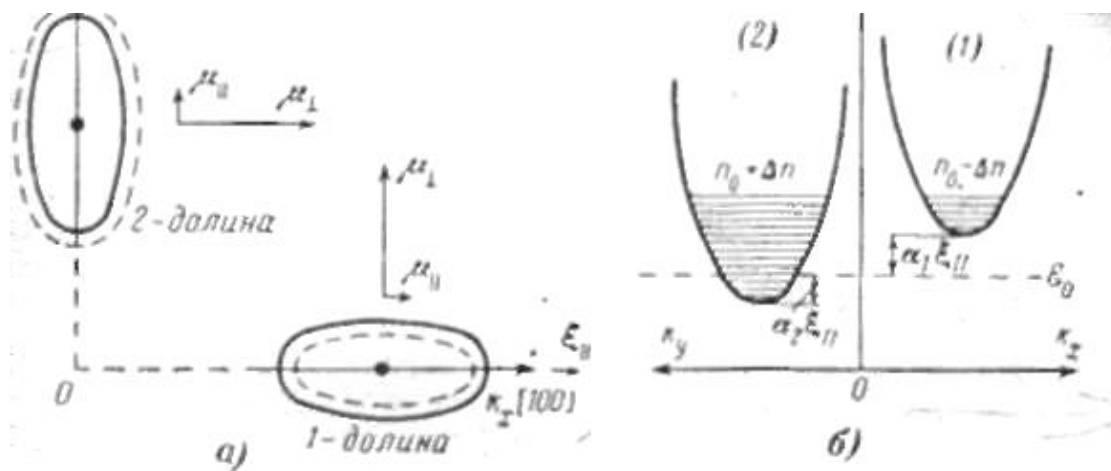


Рис. 2.1. Вплив ОПД на структуру енергетичних зон у Si n-типу провідності: а) ізоенергетичні поверхні Si в площинах k_x k_y ; б) зміщення мінімумів при ОПД [62]

Якщо розтяг проводиться вздовж напрямку [111], то у цьому випадку деформація вздовж осей $\langle 100 \rangle$ однакова і мінімуми зміщуються в одному і тому ж напрямку на одну і ту ж величину. В цьому разі немає перетікання електронів, отже, відсутня зміна електропровідності. Ефект перетікання електронів не приводить до зміни електропровідності, якщо немає анізотропії ефективних мас, тобто якщо $m_{\parallel}^* = m_{\perp}^*$ (випадок сферичних ізоенергетичних поверхонь). У Si n-типу

провідності анізотропія ефективних мас становить $m_{||}^*/m_{\perp}^* \approx 5$, а у Ge n-типу $m_{||}^*/m_{\perp}^* \approx 20$ [35]. З наведених вище міркувань випливає, що тензоефект у напівпровідниках залежить від кристалографічних напрямків і типу провідності.

У Si n-типу провідності найбільший тензорезистивний ефект проявляється у напрямку [100] а у Si p-типу — у напрямку [111]. Знак тензорезистивного ефекту в напівпровідниках n-типу провідності негативний, а в напівпровідниках p-типу — позитивний.

Рівняння (2.35), що характеризує тензорезистивний ефект, не містить в явному вигляді зв'язку зміни електропровідності з механічним напруженням.

У Si n-типу провідності розтягуюче напруження ξ_{11} , прикладене вздовж осі [100] (рис. 2.1,а, б), зумовлює підвищення рівня для тих мінімумів, які лежать уздовж осі [100], і зменшення енергії мінімумів, розташованих на перпендикулярній осі.

Якщо енергетичні рівні в паралельних долинах [100] збільшилися на величину $\alpha_1 \xi_{11}$, а в долинах, розташованих уздовж осі [010], зменшилися на величину $\alpha_2 \xi_{11}$, то відношення числа електронів у двох типах долин відповідно до закону Больцмана для слабо легovanого напівпровідника дорівнюватиме [62]:

$$\frac{n_{[010]}}{n_{[100]}} = \frac{e^{\frac{W_0 + \alpha_1 \xi_{11}}{RT}}}{e^{\frac{W_0 - \alpha_2 \xi_{11}}{RT}}} = e^{\frac{(\alpha_1 + \alpha_2) \xi_{11}}{RT}}, \quad (2.36)$$

де W_0 – енергетичний рівень при $\xi_{11} = 0$; $R = 2$ кал/моль/ $^{\circ}\text{K}$ – газова постійна; T – абсолютна температура.

Загальна кількість електронів n_0 у долинах залишається постійною і визначається як [62]:

$$n_0 = 2n_{[100]} + 4n_{[010]}. \quad (2.37)$$

Використовуючи рівняння $\sigma_n = q\mu_n n$, можна записати:

$$\sigma = q[2n_{[100]}\mu_{||} + 4n_{[010]}\mu_{\perp}]. \quad (2.38)$$

Розв'язуючи спільно рівняння (2.35) — (2.38), отримаємо:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \frac{1 + 2e^{\frac{(\alpha_1 + \alpha_2) \xi_{11}}{RT}}}{n_0 q \left[\mu_{||} + 2\mu_{\perp} e^{\frac{(\alpha_1 + \alpha_2) \xi_{11}}{RT}} \right]}. \quad (2.39)$$

У випадку $\xi_{11} = 0$

$$\rho_0 = \frac{3}{n_0 q (\mu_{\parallel} + 2\mu_{\perp})}. \quad (2.40)$$

Тоді відносна зміна опору під дією напруження ξ визначиться як [62]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{2}{3} \frac{(\mu_{\perp} - \mu_{\parallel}) \left[1 - e^{-\frac{(\alpha_1 + \alpha_2)\xi_{11}}{RT}} \right]}{\mu_{\parallel} + 2\mu_{\perp} e^{-\frac{(\alpha_1 + \alpha_2)\xi_{11}}{RT}}}. \quad (2.41)$$

Розглянемо п'єзоопір у кристалах Si та Ge р-типу провідності. Валентна зона Ge та Si має майже сферичні поверхні енергії, тому пояснити аномально великий п'єзоопір анізотропією провідності подібно до того, як це відбувається у зоні провідності, неможливо. Пояснення було знайдено при врахуванні виродження валентної зони: дві гілки енергії – для легких і важких дірок – сходяться у точці $\vec{k} = 0$. При накладанні анізотропної деформації порушується симетрія поля кристалічної ґратки, що приводить до зняття виродження, максимум валентної зони легких і важких дірок зміщується на різну величину \vec{k} і в протилежному напрямку.

У книзі [62] проведено розрахунки для випадку, коли поверхні постійної енергії $E_{1,2}(\vec{k})$ важких і легких дірок апроксимуються сферами:

$$E_{1,2}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{1,2}^*}, \text{ де } \frac{\hbar^2}{2m_{1,2}^*} = |A \pm \bar{B}|, \quad \bar{B} = \sqrt{B^2 + \frac{C^2}{5}}. \quad (2.42)$$

У цьому наближенні зсувні коефіцієнти еластоопору для валентної зони наступні:

$$\begin{aligned} \frac{m_{11} - m_{12}}{2} &= -\frac{9}{20} \frac{Bb}{\bar{B}} \left[\frac{\langle \tau_1 \rangle}{\langle \tau_1 E \rangle} \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \frac{\langle \tau_2 \rangle}{\langle \tau_2 \rangle} \right], \\ m_{44} &= -\frac{3}{20} \frac{Bb}{\bar{B}} \left[\frac{\langle \tau_1 \rangle}{\langle \tau_1 E \rangle} \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \frac{\langle \tau_2 \rangle}{\langle \tau_2 \rangle} \right]. \end{aligned} \quad (2.43)$$

В (2.43) індекси 1 і 2 відносяться до важких і легких дірок, відповідно. З цих виразів зрозуміло, що у валентній зоні обидва зсувні коефіцієнти еластоопору не дорівнюють нулю [68, 69].

Як видно з рис. 2.2, подібна залежність ще більш виразно проявляється у Si р-типу провідності, де коефіцієнт $(m_{11} - m_{12})$ з пониженням температури змінює знак і проходить через мінімум, при цьому зі збільшенням концентрації

положення точки, де $(m_{11} - m_{12}) = 0$, зміщується в бік більш високих температур. Такий хід пояснюється зміною відносного внеску легких і важких дірок, а також складною температурною залежністю величин $\frac{\langle \tau \rangle}{\langle \tau E \rangle}$ при наявності кількох механізмів розсіяння. При цьому для Si р-типу провідності дуже суттєву роль відіграє несферичність зони, яка підвищує внесок легких дірок у коефіцієнт $(m_{11} - m_{12})$ і зменшує їх внесок в m_{44} [70-72].

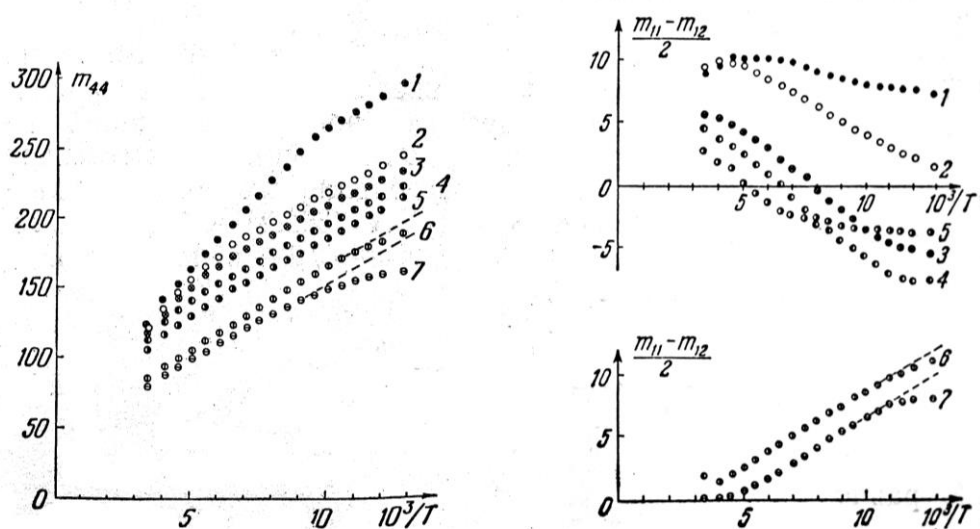


Рис. 2.2. Температурна залежність коефіцієнтів еластоопору в Si р-типу провідності для кристалів із різною концентрацією домішок. Порядок номерів відповідає зростанню концентрації [70].

Оскільки легкі дірки сильніше розсіюються на домішках, ніж важкі дірки, то їх внесок у провідність збільшується з підвищенням температури і зменшенням концентрації домішки, що пояснює зміну знака коефіцієнта $(m_{11} - m_{12})$. При ще більш високих температурах суттєвий внесок дає відносно велика зміна ефективної маси, що приводить до незалежних від температури деформаційних ефектів.

Отже, в Si та Ge з концентрацією домішки в околі ПМД під дією ОПД при криогенних температурах відбувається достатньо велика зміна питомого опору кристалів, яка не описується класичним п'єзоопором Сміта-Херрінга. Це явище можна використати для створення тензорезисторів із високим КТЧ при низьких

температурах, близьких до температури рідкого гелію. Для більшості стандартних напівпровідникових тензорезисторів на основі Si чи Ge реалізується класичний п'єзорезистивний ефект Сміта-Херринга. Проте виявлений у наших дослідженнях при криогенних температурах у легованих НК на основі Si та Ge з концентрацією домішки в околі ПМД неklasичний п'єзоопір, відмінний від п'єзоопору Сміта-Херринга, відкриває можливості для створення на основі таких зразків надчутливих тензорезисторів, дієздатних при температурі рідкого гелію [18, 19, 73, 74].

2.2. Вплив деформації на енергетичний спектр валентної зони Si та Ge з врахуванням спіно-орбітального розщеплення

2.2.1. Теоретико-групові аспекти впливу деформації на спіно-орбітальне розщеплення спектру валентної зони

Розглянемо деформаційне зняття виродження зонного спектру Si та Ge у точці Γ , взаємний вплив деформації та спіно-орбітального розщеплення згідно *kp*-методу теорії збурень, узагальнюючи відомий розгляд [35] на довільні деформації та виділяючи геометричні й теоретико-групові аспекти теорії.

Поняття деформаційного потенціалу було введено ще із самого початку розробки основ зонної теорії твердого тіла Бріллюеном [75] для опису електрон-фононної взаємодії. При малій деформації її вплив розглядається як збурення.

Тензор деформації ϵ загалом визначається як зміна метричного тензору простору g_{ij} в супутній (зв'язаній з об'єктом) системі координат [75]:

$$\epsilon_{ij} = 1/2 (g_{ij} - \delta_{ij}) \quad (2.44)$$

Позначимо через $D(\epsilon)$ теоретико-групове представлення, за яким перетворюється тензор деформації. Це представлення загалом є звідним (симетризоване тензорне представлення) і наступним чином розкладається (зводиться) в пряму суму незвідних представлень [35, 76]:

$$D(\epsilon) = \{ D^{(1-)} \times D^{(1-)} \} = \{ (D^{(1-)} \times D^{(1-)})^2 \} = D^{(0+)} + D^{(2+)} \quad (2.45)$$

де $\{ \}$ - симетризоване тензорне представлення.

Такий розклад є підґрунтям канонічного розкладу самого тензора деформації, як базису теоретико-групового представлення на шарову (ізотропну) частину та девіатор (анізотропну безслідову частину):

$$\varepsilon_{ij} = 1/3 \text{Sp}(\varepsilon) \delta_{ij} + (\varepsilon_{ij} - 1/3 \text{Sp}(\varepsilon) \delta_{ij}), \quad (2.46)$$

де $\text{Sp}(\varepsilon) = \sum_i \varepsilon_{ii}$ – шпур тензора деформації.

У недеформованих кристалах Si та Ge за рахунок точкової симетрії O_h їх кристалічної грати без урахування спіно-орбітальної взаємодії та спіну енергетичний спектр валентної зони має трикратно вироджений максимум у центрі зони Бріллюена – точці Γ . Хвильові функції довільних квазічастинок у цій точці при такому наближенні повинні мати симетрію незвідного представлення Γ_{25}' . З урахуванням спіну цій симетрії відповідає шестикратно вироджений енергетичний стан. Як відомо [35], значна спіно-орбітальна взаємодія знижує симетрію хвильових функцій квазічастинок. Представлення Γ_{25}' стає звідним, що призводить до часткового зняття виродження в цій точці: зонний спектр має чотирикратно вироджений максимум з урахуванням спіну. Група хвильового вектора є сумою незвідних представлень $\Gamma_7^+ + \Gamma_8^+$. У теоретико-груповому записі збурення симетрії кристала можна представити як результат прямого добутку початкового представлення та представлення, за яким перетворюється збурення:

$$\Gamma_{25}' \times D^{(1/2)} = \Gamma_7^+ + \Gamma_8^+ \quad (2.47)$$

де $D^{(1/2)}$ – збурення за рахунок спіно-орбітальної взаємодії (врахування спінового незвідного представлення), Γ_8^+ – чотирикратно вироджений рівень; Γ_7^+ – двомірний (за рахунок спіну) рівень, який спіно-орбітально відщеплений на енергетичний зазор Δ_{so} ; \times – прямий добуток відповідних звідних та незвідних представлень.

З теоретико-групової точки зору збурення деформацією можна включати двома способами. За першим способом враховується спочатку спіно-орбітальну взаємодію, тобто враховувати деформацію вже в частково знятому виродженому стані $\Gamma_7^+ + \Gamma_8^+$

$$(\Gamma_{25}' \times D^{(1/2)}) \times D(\varepsilon) = (\Gamma_8^+ + \Gamma_7^+) \times D(\varepsilon) = (\Gamma_8^+ \times D(\varepsilon)) + \Gamma_7^+. \quad (2.48)$$

Тут \times , прямий добуток відповідних звідних та незвідних представлень.

Під впливом деформації загального типу (симетричний тензор другого рангу) в точковій групі кристалу залишиться лише центральна симетрія та спінове виродження і, відповідно, всі незвідні представлення стануть звідними і всі виродження (крім двомірних спінових) знімуться. На спінове виродження двомірних станів, зокрема, Γ_7^+ деформація кристалу впливати не здатна. Фактично за цим способом досліджується деформаційне зняття виродження лише двократно (без урахування спіну) виродженого рівня Γ_8^+ : розщеплення гілок легких та важких дірок. Взаємний вплив деформації та спін-орбітального розщеплення таким чином вивчити неможливо. Спін-орбітально відщеплена зона Γ_7^+ зсувається як ціла лише при загальному зміні ширини забороненої зони. Таким чином, це відповідає двозонному наближенню в kp -методу теорії збурень.

Деформаційний генезис валентної зони за цим способом показано на рис. 2.3. Тут позначено через δE деформаційне розщеплення гілок легких та важких дірок.

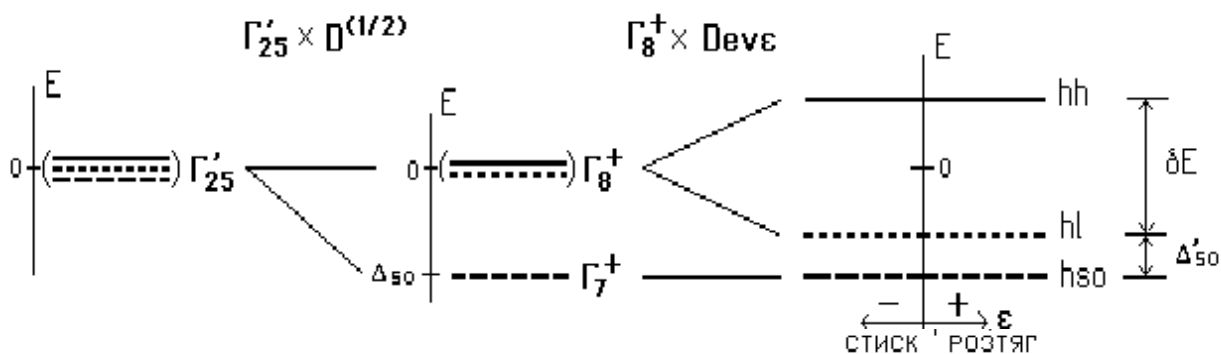


Рис. 2.3. Деформаційний генезис валентної зони в двозонному наближенні.

За другим методом збурення деформація та спін орбітальна взаємодія враховуються одночасно у початково невиродженому стані Γ_{25}' :

$$(\Gamma_{25}' \times D^{(1/2)}) \times D(\varepsilon) = (\Gamma_8^+ + \Gamma_7^+) \times D(\varepsilon) = (\Gamma_8^+ \times D(\varepsilon)) + \Gamma_7^+. \quad (2.49)$$

Цей спосіб дозволяє одночасно дослідити вплив деформації та спін-орбітальної взаємодії. Він відповідає тризонному наближенню і з розрахункової точки зору є складнішим. Деформаційний генезис валентної зони за цим способом показано на рис. 2.4.

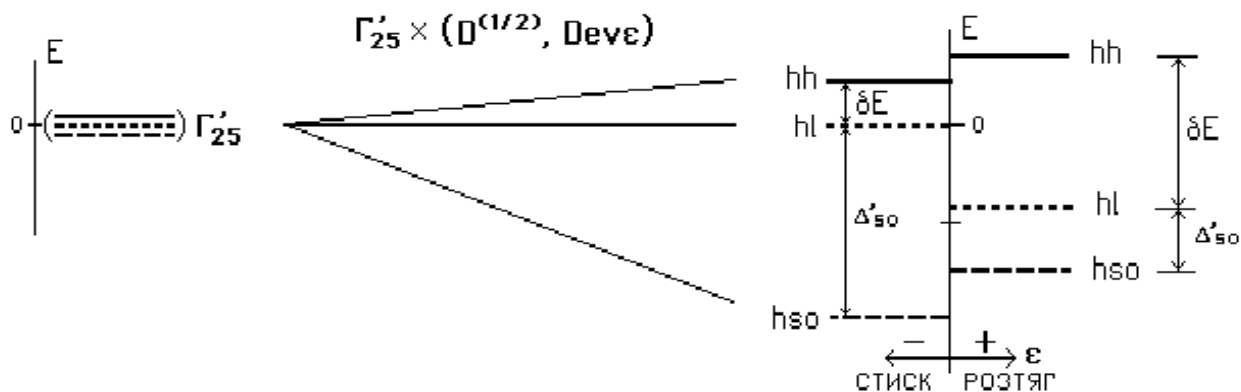


Рис. 2.4. Деформаційний генезис валентної зони в тризонному наближенні.

Оператор Шредінгера для дірки в деформованому напівпровіднику має вигляд:

$$H(\varepsilon) = \frac{\mathbf{p}'(\varepsilon)^2}{2m} + V(\varepsilon, \mathbf{x}') + \frac{\hbar^2}{4m^2c^2} \nabla V(\varepsilon, \mathbf{x}') [\mathbf{p}'(\varepsilon) \boldsymbol{\sigma}] \quad (2.50)$$

де $p = -i\hbar\nabla$ – оператор імпульсу, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ – матриці Паулі, $V(\varepsilon, x')$ – самоузгоджений періодичний потенціал у нових деформованих (супутніх) осях координат x' деформованого кристала.

Оператор $H(\varepsilon)$ відрізняється від гамільтоніана недеформованого кристалу заміною оператора p на $p'(\varepsilon)$ і потенціалу $V(x)$ на $V(\varepsilon, x')$. Матриці Паулі не змінюються з деформацією, оскільки вони є базисом спірного представлення групи $SU(2)$, яке, очевидно, не залежить від деформації кристала.

На перший погляд, основне збурення полягає у зміні потенціалу $V(\varepsilon, x')$ при деформації, однак не вірно у випадку вироджених зон.

Розглянемо збурення в межах лінійної теорії нескінченно малих деформацій. Нескінченно мала деформація не впливає на базисну систему координат: $x = x'$ та умови збереження періодичності кристалічної ґратки є тривіальними. В нерелятивіському наближенні в цьому випадку матричні елементи збурень включають лише наступні додаткові члени, пов'язані з деформацією:

$$H_{m'm}^e = \sum_{ij} V_{m'm}^{ij} = \sum_{ij} D_{m'm}^{ij}, \quad (2.51)$$

де $D_{m'm}^{ij}$ – деформаційний потенціал.

У кубічних кристалах у центрі зони Бріллюена у відповідності до правил відбору це співвідношення (2.3) зводиться до залежності лише від скалярної частини деформації:

$$H_{m'm}^e = D_{m'm} Sp(\varepsilon) \quad (2.52)$$

і, оскільки матриця збурення фактично є скаляром, результатом впливу деформації на енергетичний спектр в околі екстремуму може бути лише загальний зсув виродженої зони.

Таким чином, розщеплення вироджених зон можливе лише в межах теорії скінченних деформацій, які змінюють базисну систему координат [77].

Розглянемо також широко відомі методи, наприклад, Маклеллана [78, 79], які базуються на розкладі збурених деформацією власних функцій до елементів першого порядку тензора деформації у формі:

$$\phi'_n(\mathbf{x}') = \phi_n(\mathbf{x}) + \sum_{ij} \varepsilon_{ij} \sum_m \frac{\phi_m(\mathbf{x}) \langle m | V_{ij} | n \rangle}{E_n - E_m}, \quad (2.53)$$

де сума знаходиться за всіма станами m , при $E_m \neq E_n$.

Усереднене положення i -тої частинки в деформованому стані визначається наступним виразом:

$$\langle \mathbf{y}^i \rangle = \int |\phi'_n(\mathbf{y})|^2 \mathbf{y}^i d\mathbf{y} \quad (2.54)$$

або, після інтегрування:

$$\langle \mathbf{y}^i \rangle = \langle \mathbf{x}^i \rangle_0 + \sum_{kj} \left(\varepsilon_{kj} \langle \mathbf{x}^i \rangle_0 + \varepsilon_{kj} \sum_{mn} \frac{\langle n | \mathbf{x}^i | m \rangle \langle m | V_{kj} | n \rangle}{E_n - E_m} \right). \quad (2.55)$$

У відповідності до правил відбору для анізотропної частини деформації, усі матричні елементи у центрі зони Бріллюена дорівнюють нулю.

2.2.2. Розрахунок енергетичного спектру валентної зони Si та Ge

У загальному випадку виродження в точці екстремуму енергетичний спектр визначається розв'язком секулярного рівняння для деформаційно-збуреного гамільтоніану

$$\text{Det} \| H_{ij}(\mathbf{k}, \varepsilon) - E(\mathbf{k}, \varepsilon) \delta_{ij} \| = 0, \quad (2.56)$$

ступінь якого визначається симетрією (незвідним представленням) досліджуваного рівня відносно групи хвильового вектора і залежить від кратності виродження цього рівня в екстремальній точці гамільтоніана

$$\mathbf{H}(\mathbf{k}, \varepsilon) = \sum_l a_l \sum_i f_i^l(\mathbf{k}, \varepsilon) \mathbf{X}_i^l, \quad (2.57)$$

де константи a_l забезпечують ермітовість $H(k, \varepsilon)$.

У відповідності до схеми деформаційного генезису валентної зони у точці Γ (див. рис. 2.3) збурення деформацією включається до вже врахованої спіно-орбітальної взаємодії у гамільтоніану (двобонне наближення).

$$H(k, \varepsilon) = (A - 5/4B) k^2 I + (a - 5/4b) Sp(\varepsilon) I + \sum_i (B^2 k_i^2 + b \varepsilon_{ii}) \mathbf{J}_i^2 \quad (2.58)$$

$$+ 1/\sqrt{3} \sum_i (D^2 k_i k_j + d \varepsilon_{ij}) [\mathbf{J}_i \mathbf{J}_j], \quad i \neq j,$$

де A, B, D – стандартні зонні параметри, a, b, d – константи деформаційного потенціалу, J_i – матриці кутового моменту, I – одинична матриця, $[\times]$ – векторний добуток.

Матриці кутового моменту в такому базисі мають вигляд

$$\mathbf{J}_1 = \begin{vmatrix} 0 & i\sqrt{3/2} & 0 & 0 \\ -i\sqrt{3/2} & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & i\sqrt{3/2} \\ 0 & 0 & i\sqrt{3/2} & 0 \end{vmatrix} \quad \mathbf{J}_2 = \begin{vmatrix} 0 & \sqrt{3/2} & 0 & 0 \\ -\sqrt{3/2} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & \sqrt{3/2} \\ 0 & 0 & \sqrt{3/2} & 0 \end{vmatrix}$$

$$\mathbf{J}_3 = \begin{vmatrix} 3/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3/2 \end{vmatrix} \quad (2.59)$$

Власні значення гамільтоніану залишаються двічі виродженими за спіном і тому секулярне рівняння в цьому випадку має максимально два різних розв'язки.

Для розв'язку секулярного рівняння використаємо метод характеристичного полінома:

$$H = H_s + H_a I, \quad H_s = SpH, = 0, \quad (2.60)$$

$$H_s = E_s = Ak^2 + aSp(\varepsilon).$$

З такого розкладу впливає достатність знаходження лише власних значень безслідової частини H_a .

Оскільки $SpH_a = 0$, то характеристичний поліном має вигляд:

$$E'^2 + \varphi_2(H_a) = 0, \quad (2.61)$$

$$\text{де } Sp(H_a^2) = -4\varphi_2(H_a). \quad (2.62)$$

Позначимо

$$H_a(k, \varepsilon) = \mathbf{R} + 1/\sqrt{3}\mathbf{S}, \quad (2.63)$$

де

$$\mathbf{R} = \sum_i (B^2 k_i^2 + b\varepsilon_{ii}) \mathbf{J}_i^2, \quad (2.64)$$

$$S = \sum_i (D^2 k_i k_j + d\varepsilon_{ij}) [\mathbf{J}_i \mathbf{J}_j], \quad i \neq j.$$

Тоді

$$Sp(H_a^2) = R^2 + 1/3 S^2 \quad (2.65)$$

і після перетворень отримаємо:

$$E_a^2 = 1/4 Sp(H_a^2) = B^2 \left(\sum_i k_i^2 \right)^2 + 1/2 C^2 \sum_{i,j} k_i^2 k_j^2 + \left| Bb \left(3 \sum_i k_i^2 \varepsilon_{ii} - k^2 Sp(\varepsilon) \right) \right| + \\ + \left| Dd \sum_{i,j} k_i k_j \right| + 1/2 \left| b^2 \left(3 \sum_i \varepsilon_{ii}^2 - (Sp(\varepsilon))^2 \right) + d^2 \sum_{i,j} \varepsilon_{ij} \varepsilon_{ij} \right|, \quad i \neq j. \quad (2.66)$$

У цьому співвідношенні в доповнення до відомого спектра [35] врахована необхідність додатної визначеності правої частини при довільних деформаціях.

Таким чином, повний спектр дірок у деформованих Si та Ge за першим методом (двоближнє наближення) дорівнює:

$$E_l(k, \varepsilon) = Ak^2 + a Sp(\varepsilon) - (-1)^l \sqrt{\Xi_k + |\Xi_{\varepsilon k}| + \Xi_\varepsilon}, \quad l = 1, 2; \quad (2.67)$$

$$E_3 = E_{s0} = -\Delta_{s0} + Ak^2,$$

де $\Xi_{\varepsilon k} = B^2 k^4 + C^2 (k_1^2 k_2^2 + k_1^2 k_3^2 + k_2^2 k_3^2)$,

$$\Xi_k = Bb \left(3(k_1^2 \varepsilon_{11} + k_2^2 \varepsilon_{22} + k_3^2 \varepsilon_{33}) - k^2 Sp(\varepsilon) \right) + 2Dd (k_1 k_2 \varepsilon_{12} + k_1 k_3 \varepsilon_{13} + k_2 k_3 \varepsilon_{23}),$$

$$\Xi_\varepsilon = (b^2/2) \left((\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22})^2 + (\varepsilon_{22} - \varepsilon_{33})^2 + (\varepsilon_{33} - \varepsilon_{11})^2 \right) + d^2 \left(\varepsilon_{12}^2 + \varepsilon_{13}^2 + \varepsilon_{23}^2 \right),$$

$$C^2 = D^2 - 3B^2.$$

У формулі (2.67) доданок $a Sp(\varepsilon)$ визначає зсув валентної зони як цілого під впливом гідростатичного тиску і змінює тільки ширину забороненої зони, а доданок Ξ_ε визначає розщеплення зони в точці $k = 0$ на величину

$$\delta E = 2\sqrt{\Xi_\varepsilon}. \quad (2.68)$$

Значення зонних параметрів A, B, C в одиницях $\hbar^2/2m$ та спін-орбітального розщеплення наведено в табл. 2.2

Встановлено, що в практично значимих випадках сенсорів механічних величин зразки звичайно знаходяться в одновісно напруженому стані вздовж

напрямку [111] і тензор деформації для цього випадку в системі координат деформованого ниткоподібного кристалу має вигляд:

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\nu_{111} & 0 \\ 0 & 0 & -\nu_{111} \end{bmatrix}. \quad (2.69)$$

де ε – величина поздовжньої деформації ниткоподібного кристалу, тобто деформації, що передається до кристалу в сенсорах,

ν_{111} – відповідний коефіцієнт Пуассона є однаковим для усіх напрямків, що перпендикулярні до [111]

$$\nu = \nu_{111} = \frac{1/2(c_{11} + 2c_{12}) - c_{44}}{c_{11} + 2c_{12} + c_{44}}, \quad (2.70)$$

де c_{11} , c_{12} , c_{44} – пружні константи, встановлено, що для Si $\nu \approx 0,1838$, а для Ge $\nu \approx 0,1566$.

Таблиця 2.2

Параметри валентних зон Si та Ge

Напівпровідник	A	B	C	Δ_{so} , eB
Si	4,27	-0,63	5,03	0,044
Ge	13,27	-8,63	12,4	0,297

Таблиця 2.3

Коефіцієнти приведення тензора деформації при одновісно напруженому стані вздовж напрямку [111].

Напівпровідник	γ_I	Γ
Si	0,211	0,394
Ge	0,229	0,365

У співвідношеннях, що описують енергетичний спектр у деформованих кристалах (2.71) тензор деформації прив'язаний до кристалографічної системи координат. Використовуючи перетворення, які наведено у підрозділі (2.2), отримаємо вигляд цього тензора в одновісно напруженому стані вздовж напрямку (2.71) у цих осях:

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon \begin{bmatrix} \gamma_1 & \gamma & \gamma \\ \gamma & \gamma_1 & \gamma \\ \gamma & \gamma & \gamma_1 \end{bmatrix}, \quad (2.71)$$

Чисельні значення коефіцієнтів γ та γ_1 наведено в табл. 2.3.

Для такого виду деформації вирази, що описують енергетичний спектр, дещо спрощуються:

$$E_l(k, \varepsilon) = Ak^2 + a\gamma_1 \varepsilon - (-1)^l \sqrt{\varepsilon_k + |\gamma D^2 d^2 \varepsilon^2 \sum_{ij} (k_i k_j)| + 3\gamma d^2 \varepsilon^2} \quad (2.72)$$

$$E_3 = E_{so} = -\Delta_{so} + Ak^2,$$

Як видно зі співвідношення (2.72), у двозонному наближенні деформаційне розщеплення зон важких і легких дірок не залежить від знаку деформації при одночасно напруженому стані: $\delta E = 2\gamma |d\varepsilon|$. $E \rightarrow 0$, $\varepsilon \neq 0$ асимптотичний вираз:

$$E_{El}(k, \varepsilon) = Ak^2 + a\gamma_1 \varepsilon - (-1)^l \left(\gamma |d\varepsilon| - \text{signum}(\varepsilon) D \sum_{ij} k_i k_j / 1\sqrt{3} \right) \quad (2.73)$$

У відповідності до співвідношення (2.73) ізоенергетичні поверхні виглядають як еліпсоїди лише при $E \ll \delta E$, тобто при низьких температурах і значних деформаціях [77]. Жоден із цих випадків у переважаючій більшості напівпровідникових чутливих елементів сенсорів механічних величин не реалізується.

2.2.3. Особливості впливу деформації на спін-орбітальне розщеплення Si та Ge

Для врахування спін-орбітально відщепленої (*so*) зони ($l = 3$), що має симетрію представлення Γ^{7+} , приймалося відоме нелінійне за деформацією наближення енергетичного спектру в околі $k \sim 0$, яке отримане методом теорії інваріантів і відповідає одночасному збуренню шестикратно виродженого спектру із симетрією $\Gamma^{25'}$ (тризонне наближення):

Для цієї мети оберемо спрощений гамільтоніан відповідно в прямому добутку базисів $Y_m^1 \times \sigma_i$

$$H(k, \varepsilon) = Ak^2 I + aSp(\varepsilon) I + 3 \sum_{i,j} (Bk_i^2 + b\varepsilon_{ij}) (\mathbf{J}_i^2 - 1/3 \mathbf{J}^2) \quad (2.74)$$

$$+ 1/\sqrt{3} \sum_{i,j} (Dk_i k_j + d\varepsilon_{ij}) [\mathbf{J}_i \mathbf{J}_j] + \Delta/3 \sum_i \mathbf{J}_i \sigma_i, \quad i \neq j, \quad \Delta = \Delta_{so}.$$

Тут матриці кутового моменту мають відповідно стандартну форму

$$J_1 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{vmatrix}, \quad J_2 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad J_3 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (2.75)$$

У центрі зони Бріллюена при $i \neq j$ маємо:

$$H(0, \varepsilon) = a \operatorname{Sp}(\varepsilon) I + 3 \sum_{i,j} b \varepsilon_{ij} (\mathbf{J}_i^2 - 2/3 \mathbf{I}^2) + 1/\sqrt{3} \sum_{i,j} d \varepsilon_{ij} [\mathbf{J}_i \mathbf{J}_j] + \Delta/3 \sum_i \mathbf{J}_i \sigma_i, \quad (2.76)$$

Характеристичний поліном у такому наближенні взаємодії має вигляд:

$$E_a^3 + \varphi_2(H_a) E_a - \varphi_3(H_a) = 0, \quad (2.77)$$

де скалярна функція $\varphi_3(H_a)$ визначається наступним інваріантом матриці Гамільтоніану:

$$\varphi_3(H_a) = \operatorname{Sp}(H_a^3). \quad (2.78)$$

Позначимо безслідову частину цього гамільтоніану наступним чином:

$$\begin{aligned} H_a(\varepsilon) &= P + 1/\sqrt{3} Q + \Delta/3 \sum_i \mathbf{J}_i \sigma_i, \\ \text{де } P &= \sum_i \alpha_{ii} (\mathbf{J}_i^2 - 2/3 \mathbf{I}), \\ Q &= \sum_i \alpha_{ii} [\mathbf{J}_i \mathbf{J}_j], \quad i \neq j, \\ \alpha_{ii} &= 3b \varepsilon_{ii}, \quad \alpha_{ij} = 3d \varepsilon_{ij}. \end{aligned}$$

Аналогічно до виразу (2.71) маємо

$$\operatorname{Sp}(H_a^2) = -4\varphi_2(H_a) = \operatorname{Sp}(P^2) + 1/3 Q^2, \quad (2.79)$$

де введено наступні позначення:

$$\begin{aligned} \operatorname{Sp}(P^2) &= 2/3 \left((\alpha_{11} - \alpha_{22})^2 + (\alpha_{22} - \alpha_{33})^2 + (\alpha_{33} - \alpha_{11})^2 \right), \\ \operatorname{Sp}(Q)^2 &= 4 \left(\alpha_{12}^2 + \alpha_{23}^2 + \alpha_{13}^2 \right), \\ \operatorname{Sp}(H_a^3) &= 6\varphi_3(H_a) = \operatorname{Sp}(P^3) + 1/(3\sqrt{3}) \operatorname{Sp}(Q^3) + (\Delta/3)^3 \operatorname{Sp}(\mathbf{J}_i \sigma_i)^3 + 4 \operatorname{Sp}(\mathbf{P}Q^2). \end{aligned}$$

Після перетворень отримаємо

$$\begin{aligned} \varphi_2(H_a) &= -1/3 \Delta^2 - 1/6 \left((\alpha_{11} - \alpha_{22})^2 + (\alpha_{22} - \alpha_{33})^2 + (\alpha_{33} - \alpha_{11})^2 \right) - 1/3 \left(\alpha_{12}^2 + \alpha_{23}^2 + \alpha_{13}^2 \right), \\ \varphi_3(H_a) &= -2/3 (\Delta/3)^3 - 1/9 \left(\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2 + \alpha_{33}^2 \right) + 1/27 (\alpha_{11} + \alpha_{22} + \alpha_{33})^3 - \\ &\quad - 2/3 \alpha_{11} \alpha_{22} \alpha_{33} - 2/(3\sqrt{3}) \alpha_{12} \alpha_{23} \alpha_{31} + \\ &\quad + 1/9 \left(\alpha_{23}^2 (2\alpha_{11} - \alpha_{22} - \alpha_{33}) + \alpha_{31}^2 (2\alpha_{22} - \alpha_{11} - \alpha_{33}) + \alpha_{12}^2 (2\alpha_{22} - \alpha_{11} - \alpha_{22}) \right). \end{aligned}$$

Корені характеристичного полінома дорівнюють:

$$\begin{aligned} E_1' &= 2(\varphi_2/3)^{1/2} \cos(\Theta/3), \\ E_2' &= 2(\varphi_2/3)^{1/2} \cos(\Theta/3 - 2/3\pi), \end{aligned} \quad (2.80)$$

$$E_3' = 2(\varphi_2/3)^{1/2} \cos(\Theta/3 + 2/3\pi),$$

$$\text{де} \quad \Theta = \arccos(2\varphi_3(-\varphi_2/3)^{-3/2}). \quad (2.81)$$

При початку відліку енергії від зони важких дірок сукупні зсуви усіх трьох зон при деформації відповідно мають вигляд:

$$E_l(0, \varepsilon) = E_l' - \Delta/2. \quad (2.82)$$

Проведено теоретичні та експериментальні дослідження впливу ОПД на електропровідність легованих НК Si та Ge р-типу провідності при низьких температурах.

У випадку ниткоподібних кристалів під дією ОПД розщеплення зон важких і легких дірок у центрі зони Бріллюена дорівнює [80]

$$\delta E = 2 \left(\sum d^{ijmn} \varepsilon_{ij} \varepsilon_{mn} \right)^{1/2} \quad (2.83)$$

На однопараметричних підгрупах деформації розщеплення $\delta E \sim |\varepsilon|$ не є аналітичною функцією деформації в околі $\varepsilon \rightarrow 0$. У багатопараметричному випадку $\delta E \sim \varepsilon_{ij}^2$ при $\varepsilon \rightarrow 0$. На рис. 2.5 наведено енергетичний спектр валентної зони Ge при ОПД вздовж кристалографічного напрямку [111] ($E = 180$ меВ).

Для врахування спін-орбітально відщепленої so-зони ($l = 3$), що має симетрію представлення Γ_7^+ , приймаємо відоме нелінійне за деформацією наближення енергетичного спектру в околі $\mathbf{k} \approx 0$, яке отримане методом інваріантів. В Si вплив so-зони на розщеплення зон проявляється у значних відхиленнях від співвідношення (2.83) та нелінійному зростанні Δ_{so} з деформацією. В Ge вплив so-зони є відчутним лише при значних рівнях ОПД стиску та розтягу $|\varepsilon| > 0,6\%$.

Запропоновано зручну формулу для визначення густини станів $g_l(E, \varepsilon)$ 1-го гатунку носіїв у деформованому напівпровіднику: міра, що виникає при усередненні елемента об'єму dk^3 по ізоенергетичній поверхні S_E

$$g_l(E, \varepsilon) dE = \langle (dk^3) \rangle = \langle |\mathbf{J}_l^{-1}| \rangle dE = \frac{dE}{4\pi} \int_{S_E} \text{Det}(\mathbf{J}_l^{-1}) dS_E, \quad (2.84)$$

де $dS_E = d\zeta_1 d\zeta_2$ – елемент поверхні в довільних координатах (ζ_1, ζ_2) ізоенергетичної поверхні; \mathbf{J}_l – матриця Якобі заміни координат $(E, \zeta_1, \zeta_2) \rightarrow (k_1, k_2, k_3)$.

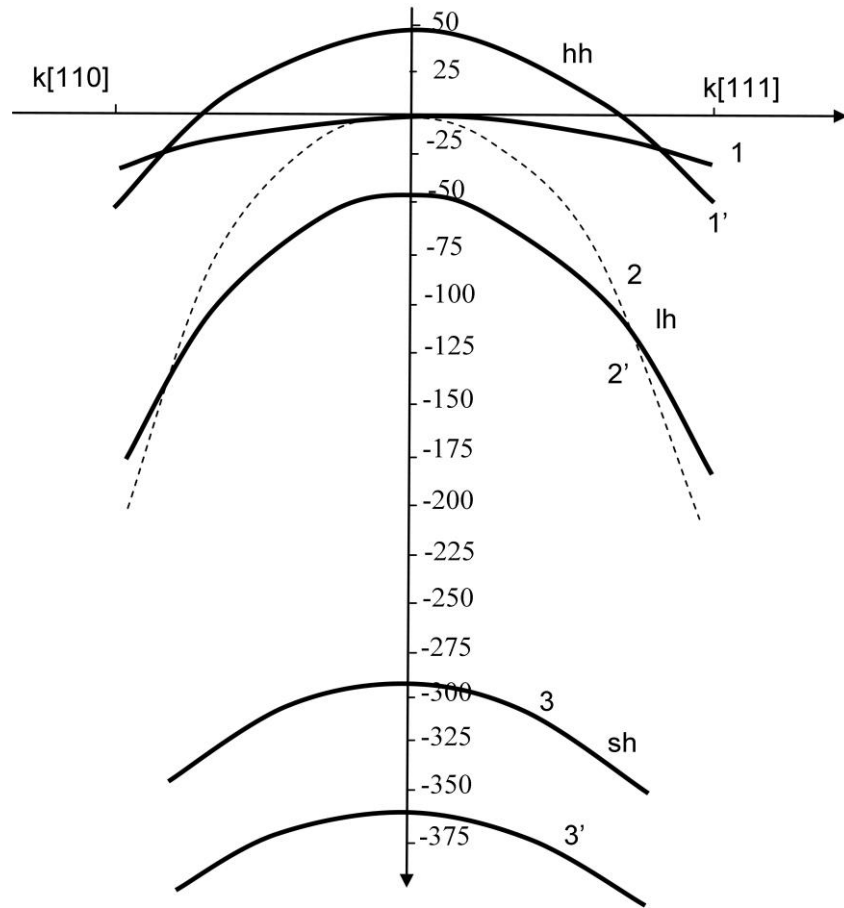


Рис. 2.5. Вплив ОПД вздовж напрямку [111] на енергетичний спектр валентної зони Ge: 1, 1' – hh (важкі дірки), 2, 2' – lh (легкі дірки), 3, 3' – sh; 1, 2, 3 – $\varepsilon = 0$; 1', 2', 3' – $\varepsilon = -0,4\%$.

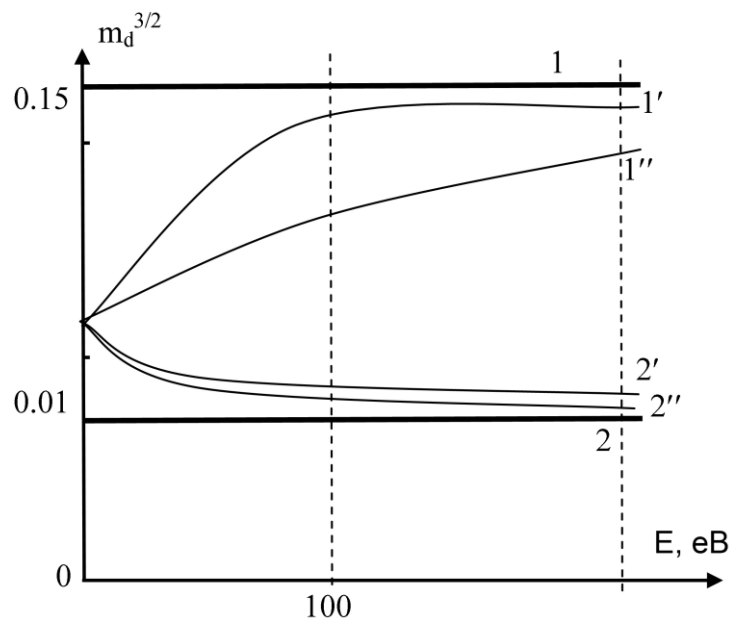


Рис. 2.6. Ефективна маса густини станів дірок Ge: 1, 1', 1'' – hh (важкі дірки), 2, 2', 2'' – lh (легкі дірки); під дією ОПД \parallel [111]: 1, 2 – $\varepsilon = 0$; 1', 2' – $|\varepsilon| = 0,4\%$; 1'', 2'' – $|\varepsilon| = 1,2\%$.

Ефективні маси густини станів дірок m_{dl} у деформованих Si та Ge визначаються порівнянням чисельно розрахованих за виразом (2.84) густин станів 1-го гатунку дірок у деформованих напівпровідниках з відповідним виразом для стандартної (ізотропної та параболічної) зони:

$$(2m_{dl}(E, \varepsilon))^{3/2} E^{1/2} / (2\pi^2 \hbar^3) = \langle |J_l^{-1}| \rangle \quad (2.85)$$

Розраховані таким чином залежності ефективної маси густини станів носіїв заряду Ge від енергії E_l для важких і легких дірок наведено на рис. 2.6.

Залежно від енергії та деформації ці маси змінюються у декілька разів, а при малих енергіях інтервали їх значень перетинаються. Привертає увагу стрибкоподібна поведінка ефективних мас в околі $E \rightarrow 0, \varepsilon \rightarrow 0$:

$$\lim_{E \rightarrow 0, \varepsilon \rightarrow 0} m_{dl} = (m_{dl})_{el} \neq \lim_{E \rightarrow 0, \varepsilon \rightarrow 0} m_{dl} = m_{dl}(\varepsilon = 0) \quad (2.86)$$

що є наслідком неаналітичності зонного спектру на однопараметричних підгрупах деформації в околі $k \rightarrow 0, \varepsilon \rightarrow 0$. Для Ge залежності ефективних мас аналогічні. Значення хімічного потенціалу розраховувались чисельно, виходячи з рівня легування бором й умови незмінності концентрації дірок при анізотропній деформації. Хімічний потенціал збільшується як при стиску, так і при розтягу, тобто з деформацією виродження діркового газу зростає [77].

Отже, в роботі [77] нами розраховано деформаційні залежності зсувів та деформаційних розщеплень усіх трьох зон для НК Si та Ge p-типу провідності під дією ОПД вздовж напрямку [111]. Виявлено значне збільшення спін-орбітального розщеплення під дією деформації, швидкий вихід E на насичення і незначна залежність зсуву зон легких дірок Ge від деформації стиску. У НК Ge вплив ОПД вздовж напрямку [111] на so -зону відчувається лише при значних її рівнях деформації $|\varepsilon| > 0,6 \%$

2.3. П'єзоопір НК Si та Ge p-типу провідності при низьких температурах

Незважаючи на велику кількість відомих робіт [81-84], присвячених вивченню низькотемпературного електронного транспорту носіїв заряду в області концентрацій домішки, що відповідає близькості до фазового ПМД, найменш

дослідженими в класичних напівпровідниках, таких як кремній і германій, є вплив деформації на ступінь наближення до ПМД. Наприклад, в класичній роботі Шкловського і Ефроса [80] теоретично було передбачено існування гігантського п'єзоопору в напівпровідниках р-типу провідності на діелектричному боці ПМД, проте в жодній роботі [70, 85, 86] не знайдено відомостей про спробу використання цього ефекту в сенсорах механічних величин з надвисокою чутливістю. Тому немає відомостей щодо величини п'єзоопору, який може спостерігатись у кристалах, а також при яких концентраціях домішки досягається найбільший ефект, не проводились дослідження температурної залежності п'єзоопору та ін. Нашим завданням є дослідження низькотемпературних особливостей п'єзореzистивного ефекту в легованих НК Si р-типу провідності в області концентрацій домішки, що відповідає близькості до ПМД.

2.3.1. П'єзоопір НК Si в околі ПМД при низьких температурах

Напівпровідникові НК являють собою унікальний модельний матеріал для фізичних досліджень завдяки їх структурній досконалості, яка є тим вищою, чим тоншим є зразок, а також особливостям їх морфології й можливості контрольованого легування. Крім цього, цей матеріал знайшов широке застосування для виготовлення чутливих елементів численних сенсорів фізичних величин, зокрема, механічних величин. Все це дало поштовх інтенсивним дослідженням НК у різних умовах, зокрема в екстремальних.

НК Ge та Si р-типу провідності було обрано для досліджень через особливості поведінки їх п'єзоопору в області слабкої локалізації: поблизу ПМД вони змінюють знак поздовжнього п'єзоопору з позитивного значення на негативне, що дозволяє чітко відслідкувати область переходу.

Проводились дослідження п'єзореzистивних властивостей НК Si, легованих бором, в діапазоні температур $4,2 \div 300$ К. Зразки Si з кристалографічною орієнтацією $\langle 111 \rangle$ являють собою перспективну елементну базу для створення сенсорів механічних величин [16, 87]. Застосування НК Si як чутливих елементів сенсорів механічних величин дозволяє найкращим чином

реалізувати переваги структурної досконалості таких кристалів, а також гнучку і порівняно недорогу технологію їх отримання, які описано в розділі 1.

Для забезпечення механічного напруження НК під час проведення експериментів при криогенних температурах, реалізовано спеціальну експериментальну методику, описану в розділі 1.4.1, згідно якої механічно-напружений стан зразків створюється за рахунок різниці КТР матеріалів кристалу та підкладки.

Порівняльний аналіз кривих температурної залежності питомого опору, що відповідають зразкам, закріпленим на мідних підкладках, дозволяє зробити висновок про існування такого механізму п'єзоопору, який принципово відрізняється від так званого класичного або "сміттівського" [66]. Будемо називати цей п'єзоопір "некласичним". Необхідною умовою існування такого п'єзоопору є близькість концентрації основної домішки у зразках до ПМД. Основними ознаками дії такого механізму п'єзоопору в Si p-типу провідності є зміна знаку ефекту при деформації стиску з позитивного на негативний, а також можливість досягнення дуже високих значень п'єзоопору.

Необхідно підтвердити твердження про високі значення п'єзоопору в області дії "некласичного" ефекту чисельними розрахунками КТЧ, який визначається за відомою формулою:

$$K = \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0 \cdot \varepsilon}, \quad (2.87)$$

де ε - деформація, що діє на кристал з боку підкладки, значення якої в різних точках температурного діапазону визначали за методикою, описаною в розділі 1.4.1. Температурні залежності опору деформованих і недеформованих НК Si p-типу провідності з концентрацією легуючої домішки бору $5,5 \times 10^{18} \div 8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та температурні залежності їх КТЧ при високих рівнях ОПД стиску $-3,81 \times 10^{-3}$ відн.од. наведено на рис. 2.7 – 2.10.

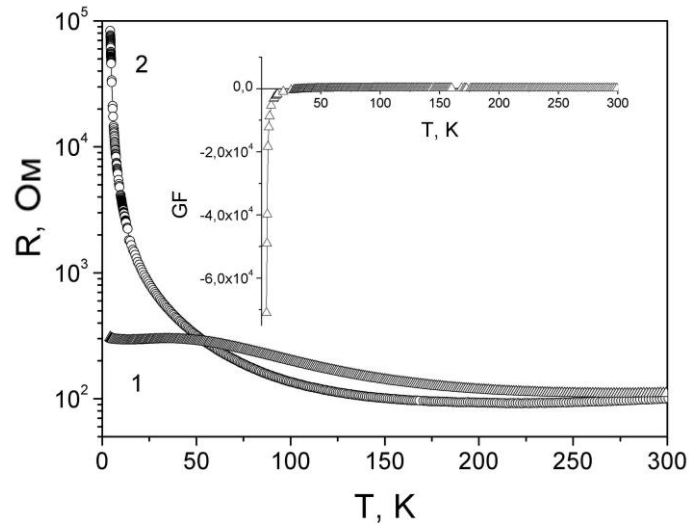


Рис. 2.7. Температурні залежності опору НК Si з концентрацією бору $5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для недеформованих зразків (1) і під дією деформації стиску $-3,8 \times 10^{-3}$ (2). (Вставка: температурна залежність КТЧ цих зразків).

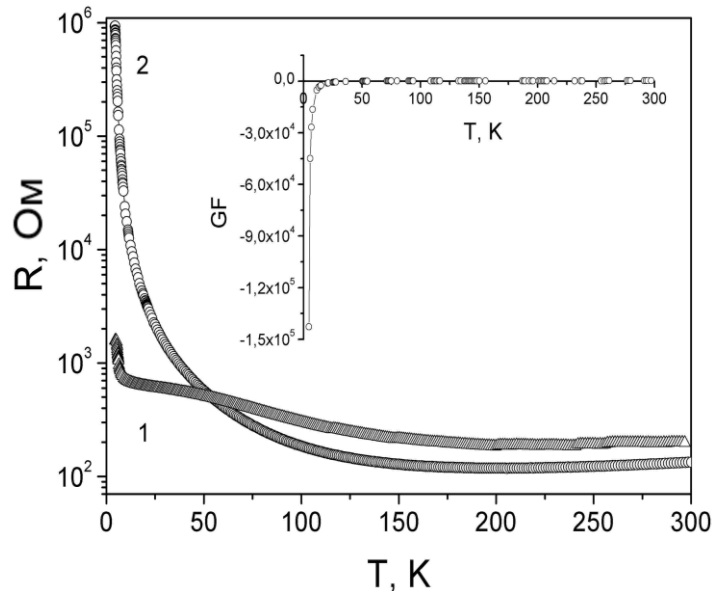


Рис. 2.8. Температурні залежності опору НК Si з концентрацією бору $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для недеформованих зразків (1) і під дією деформації стиску $-3,8 \times 10^{-3}$ (2). (Вставка: температурна залежність КТЧ цих зразків).

Для зразків із концентрацією бору $5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідають близькості до критичної концентрації ПМД з металевого боку переходу при криогенних температурах спостерігається істотне зростання їх опору на понад два порядки під дією деформації стиску (рис. 2.7), що зумовлює появу великого неklasичного п'єзоопору, а значення КТЧ при температурі рідкого гелію досягає значення $K_{4,2K} = -7,21 \times 10^4$ (рис. 2.7, вставка).

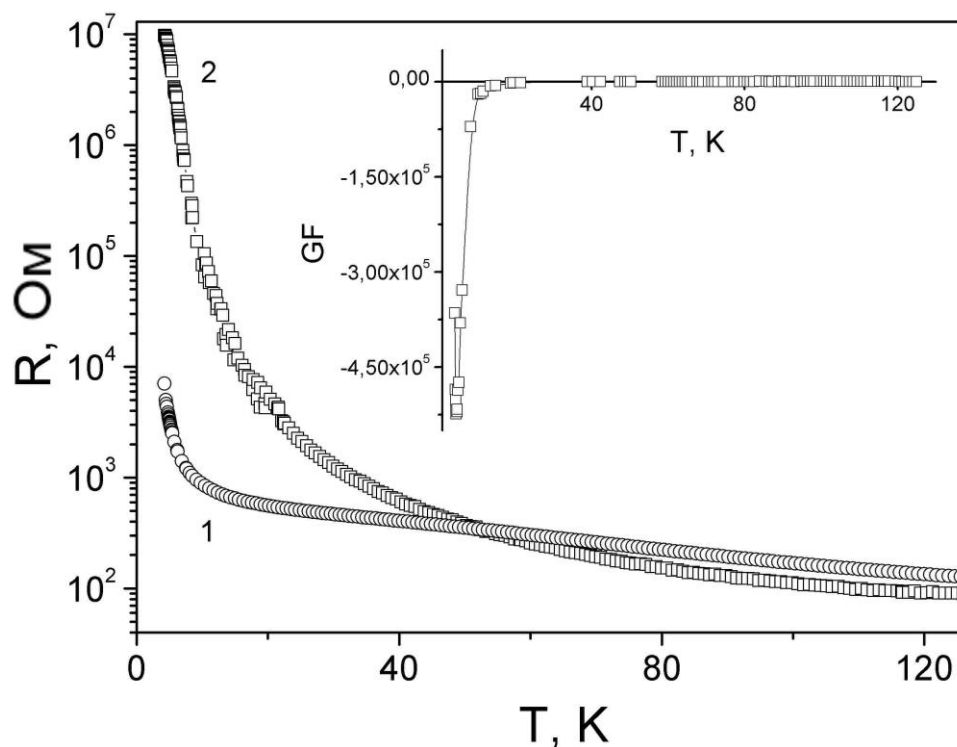


Рис. 2.9. Температурні залежності опору НК Si з концентрацією бору $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для недеформованих зразків (1) і під дією деформації стиску $-3,8 \times 10^{-3}$ (2). (Вставка: температурна залежність КТЧ цих зразків).

У НК Si p-типу провідності, леговані бором до концентрацій $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідають діелектричному боку ПМД, виявлено гігантський неklasичний п'єзоопір, значення якого при температурі 4,2 К на три порядки вищі в порівнянні зі значеннями класичного п'єзоопору, що видно з графіків, зображених на рис. 2.8, для яких значення КТЧ досягає $-1,43 \times 10^5$. Як видно з рис. 2.9, НК Si з концентрацією $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає діелектричному боку ПМД мають гігантський неklasичний п'єзоопір, а значення їх КТЧ при температурі рідкого гелію сягає екстремальних значень $-5,24 \times 10^5$.

Зменшення концентрації легуючої домішки в зразках Si p-типу провідності до $8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, яка віддалена від ПМД у діелектричний бік переходу зумовлює зменшення значень їх КТЧ, що становить $-2,03 \times 10^4$ (рис. 2.10, вставка). Крім того максимум на температурних залежностях КТЧ спостерігається вже не при температурі 4,2 К, а зсувається в сторону вищих температур до 8 К.

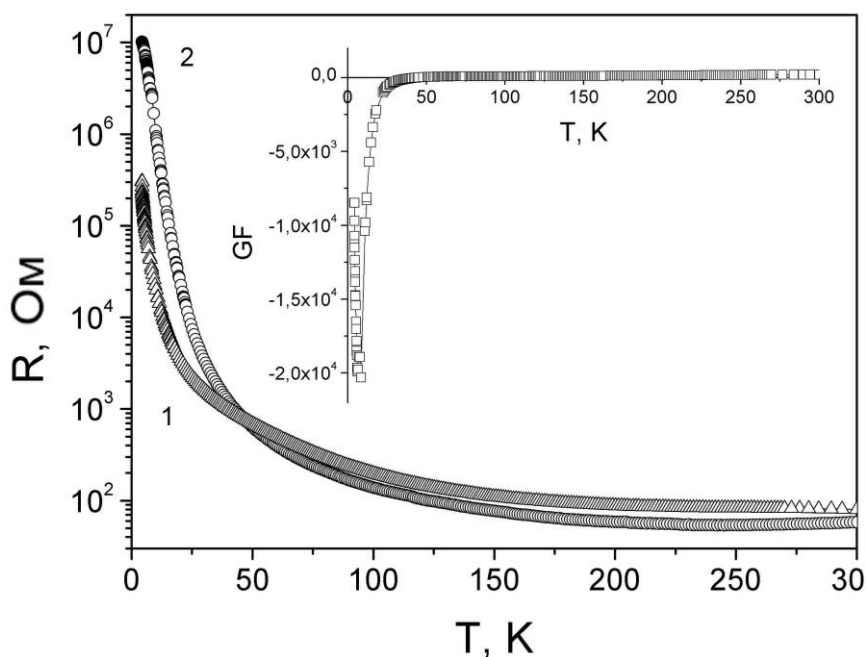


Рис. 2.10. Температурні залежності опору НК Si з концентрацією бору $8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для недеформованих зразків (1) і під дією деформації стиску $-3,8 \times 10^{-3}$ (2). (Вставка: температурна залежність КТЧ цих зразків).

Результати наших експериментальних досліджень підтвердили існування гігантського неklasичного п'єзоопору в НК Si з концентрацією легуючої домішки, що відповідає діелектричному боку ПМД (табл. 2.4). Максимальні значення КТЧ $5,24 \times 10^5$ були досягнуті в зразках Si р-типу провідності з концентрацією бору $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відкриває перспективи створення на їх основі надчутливих тензорезистивних сенсорів, дієздатних при температурі 4,2 К [18, 19, 27].

Необхідно зауважити, що для металевих зразків Si з концентрацією бору порядку $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, яка відповідає області металевої провідності, значення КТЧ при температурі 4,2 К становлять $K = 62$ і є типовими для “класичного” п'єзоопору Si з високим рівнем легування. А зменшення КТЧ під дією високих рівнів деформації стиску можна пояснити за рахунок ефекту насичення п'єзоопору при криогенних температурах. Як правило, ця нелінійність ефекту збільшується із пониженням температури і відповідає зменшенню температурного “розмиття” енергії носіїв заряду при перебудові енергетичного спектру носіїв у валентній зоні під дією анізотропної деформації [77, 88].

Таблиця 2.4.

Параметри досліджуваних НК Si p-типу провідності

№ Зразка	Концентрація бору, см^{-3}	Питомий опір зразка $\rho_{300\text{K}}$, $\text{Ом}\times\text{см}$	$R_{77\text{K}}/R_{300\text{K}}$	Максимальне значення КТЧ
1.	1×10^{19}	0,006	0,87	-62 (4,2 К)
2.	$5,5\times 10^{18}$	0,0110	2,199	$-7,21\times 10^4$ (4,2 К)
3.	3×10^{18}	0,013	2,66	$-1,43\times 10^5$ (4,2 К)
4.	1×10^{18}	0,0140	2,968	$-5,24\times 10^5$ (4,6 К)
5.	8×10^{17}	0,0179	3,965	$-2,03\times 10^4$ (8,5 К)

Таким чином, НК Si p-типу провідності з концентрацією легуючої домішки в околі ПМД $(1 \div 5,5)\times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, які при гелієвих температурах зазнають високих рівнів деформації стиску $-3,8\times 10^{-3}$ можна рекомендувати як чутливі елементи сенсорів механічних величин, дієздатних в області криогенних температур $4,2 \div 100 \text{ К}$. В той час як сильнолеговані зразки Si з концентрацією бору порядку $1\times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при цих же рівнях деформації, можна використовувати в сенсорах температури, придатних для роботи в широкому інтервалі температур від 4,2 до 300 К, однак чутливість таких терморезисторів значно нижча, ніж у менш легуваних зразків [21, 23, 24].

2.3.2. Вплив деформації на електропровідність легуваних НК Ge

Оскільки в сенсорах температури як чутливі елементи використовуються не тільки НК Si, але й Ge, нами також проводились дослідження температурних залежностей опору зразків Ge p-типу провідності з концентрацією легуючої домішки галію, що відповідає як діелектричному, так і металевому боку ПМД, а також безпосередній близькості до переходу.

НК Ge, вирощені з газової фази мали форму гексагональних призм з поздовжньою віссю в кристалографічному напрямку [111] та поперечні розміри $20 \div 60 \text{ мкм}$. Зразки p-типу провідності вирощували із різною концентрацією легуючої домішки галію, в околі ПМД. Компенсуючі атоми золота вводились під

час росту НК як ініціатори їх росту. Для експериментів обрано зразки трьох груп, наведені в розділі 1.6.2 в табл. 1.7.

Досліджувались як недеформовані, так і деформовані зразки, що піддавались деформації розтягу та стиску, за рахунок їх закріплення на підкладках кварцу й алюмінію, відповідно. Значення термічної деформації для досліджуваних зразків Ge р-типу провідності, закріплених на цих підкладках при певних фіксованих температурах в інтервалі $4,2 \div 300$ К, розраховані за відомою методикою [30], наведено в розділі 1.4.1 (табл. 1.5)

Результати експериментально одержаних температурних залежностей опору трьох груп зразків Ge р-типу провідності з концентрацією галію в діапазоні $5 \times 10^{16} \div 8,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ наведені на рис. 2.11–2.13.

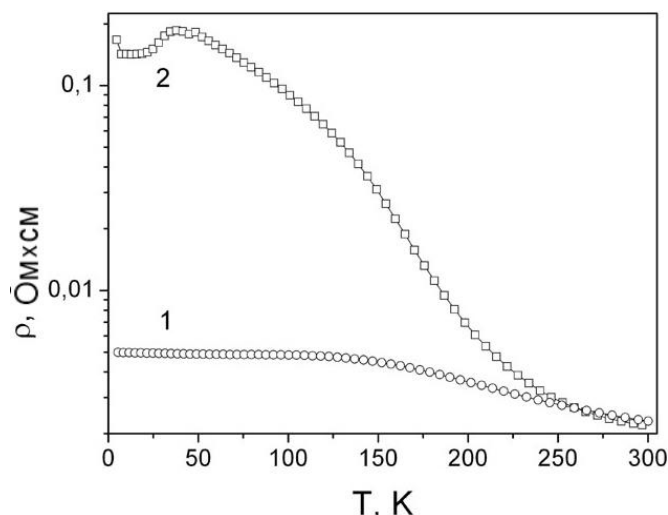


Рис. 2.11. Температурні залежності питомого опору для НК Ge з концентрацією галію $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$: 1 – недеформований, 2 – під дією деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$

Як видно з рис. 2.11 для НК Ge, легованих галієм до концентрації $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає безпосередній близькості до ПМД, під дією ОПД стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ питомий опір при криогенних температурах зростає більш ніж на порядок (крива 2) [29].

Для НК Ge з концентрацією легуючої домішки $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає діелектричному боку ПМД, в області криогенних температур спостерігається певні особливості поведінки характеристик на рис. 2.12,а: 1) деформація стиску

наближає зразок до ПМД при температурі ~ 20 К, про що свідчить зміна знаку поздовжнього коефіцієнта п'єзоопору на від'ємний, що свідчить про появу неklasичного п'єзоопору в цих НК; 2) деформація розтягу віддаляє зразок від ПМД ще глибше в діелектричну область.

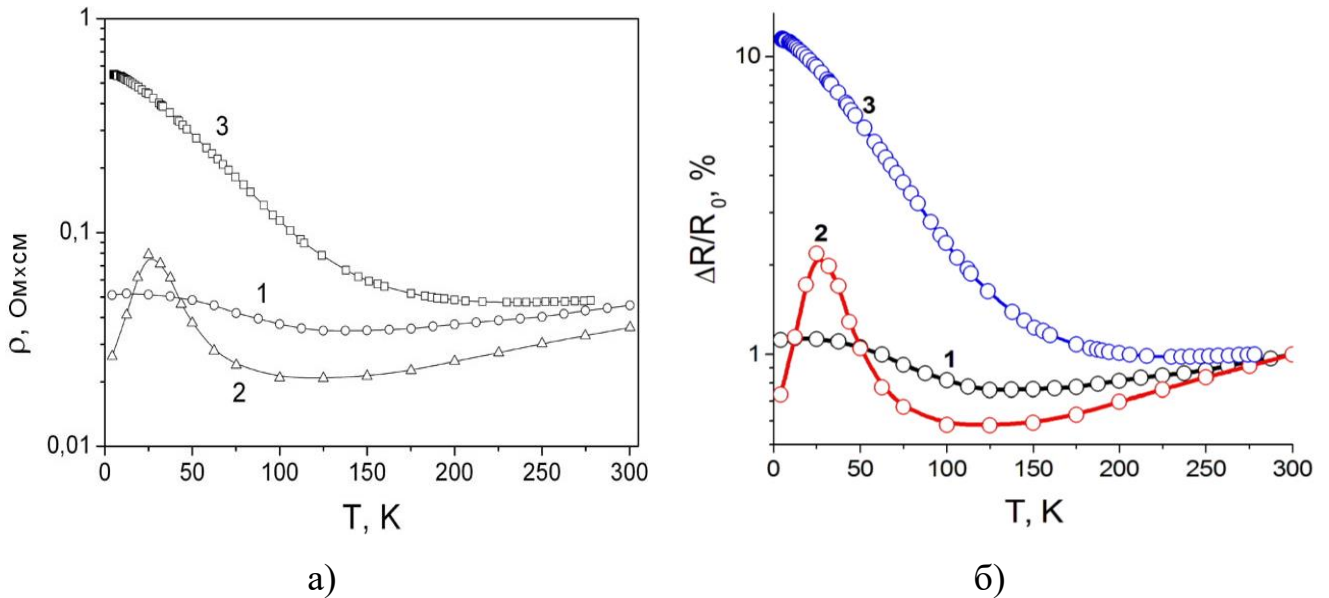


Рис. 2.12. Температурні залежності а) питомого опору та б) відносної зміни опору для НК Ge з концентрацією галію $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$: 1 – недеформованих, 2 – під дією деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ та 3 – розтягу $+1,95 \times 10^{-4}$

На рис. 2.12,б наведено результати вимірювань відносної зміни опору зразків Ge з цим же рівнем легування галієм в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К. Недеформований зразок має типовий металевий хід температурної залежності опору (рис. 2.12,б, крива 1), а вплив термічної деформації як розтягу, так і стиску з боку підкладок надає зразкам напівпровідникового ходу температурних залежностей (рис. 2.12,б, криві 2,3). Як видно з рис. 2.12,б (крива 3), в області низьких температур у НК Ge р-типу провідності при деформації розтягу $+1,95 \times 10^{-4}$ опір значно змінюється з температурою. Температурна залежність опору цих зразків при температурах $4,2 \div 77$ К апроксимується наступним рівнянням:

$$R(T) = 1,1 - 4,3 \cdot 10^{-6} T^2 + 6,1 \cdot 10^{-8} T^3. \quad (2.88)$$

Такі зразки Ge р-типу із концентрацією галію, що відповідає діелектричному боку ПМД, що піддаються деформації розтягу $+1,95 \times 10^{-4}$, можна використати як чутливі елементи сенсорів температури, дієздатні в інтервалі криогенних температур, від рідкого гелію до рідкого азоту [38, 89].

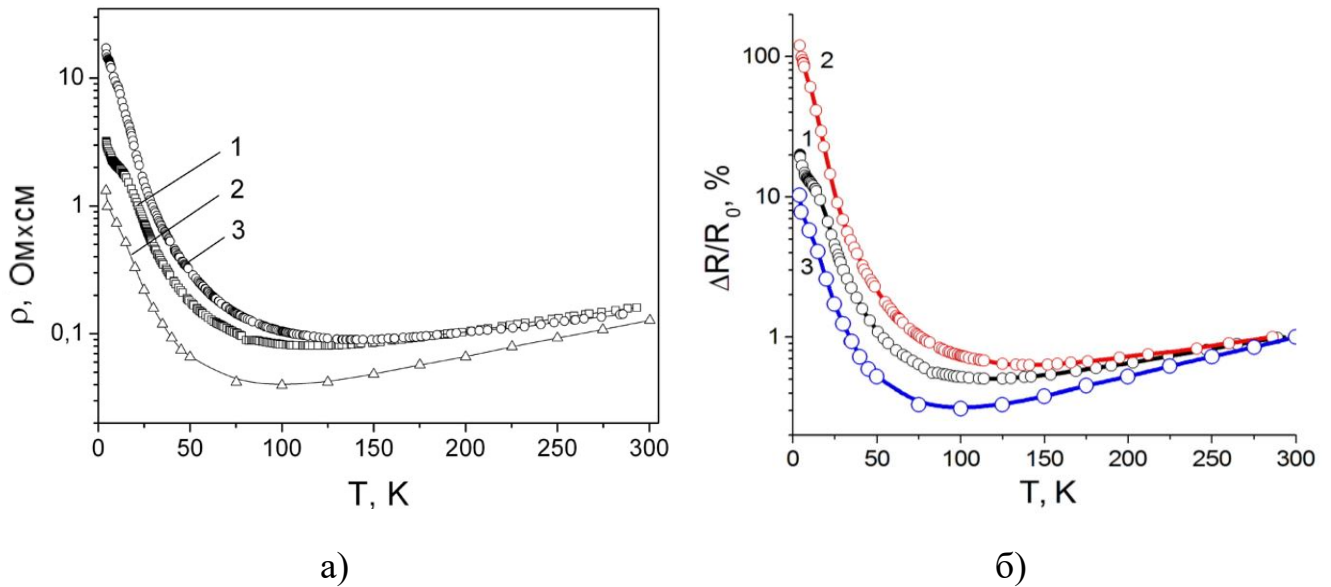


Рис. 2.13. Температурні залежності а) питомого опору та б) відносної зміни опору для НК Ge з концентрацією галію $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$: 1 – недеформованих, 2 – під дією деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ та 3 – розтягу $+1,95 \times 10^{-4}$

Для НК Ge, концентрація легуючої домішки в яких відповідає глибокій діелектричній області $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (напівпровідниковий характер провідності), характерним є те, що ОПД ні стиску, ні розтягу, суттєво не змінюють температурної залежності питомого опору цих зразків (рис. 2.13,а). На рис. 2.13,б наведено результати вимірювань температурних залежностей відносної зміни опору цих зразків Ge, які мають типовий діелектричний хід. Для застосування в якості чутливих елементів сенсорів температури придатними є зразки деформовані як стиском $-4,4 \times 10^{-3}$, так і розтягом $+1,95 \times 10^{-4}$ (рис. 2.13,б, криві 2 і 3), які в діапазоні низьких температур змінюють свій опір на 3 порядки і мають високі значення ТКО (рис. 2.14). Апроксимація температурних залежностей цих зразків показала, що зміну їх опору з температурою в інтервалі $4,2 \div 100 \text{ K}$ можна описати наступними рівняннями:

$$R(T) = 2,4 - 0,1T + 7,9 \cdot 10^{-4}T^2 - 4,4 \cdot 10^{-6}T^3 + 1,2 \cdot 10^{-8}T^4 - 1,4 \cdot 10^{-11}T^5, \quad (2.89)$$

$$R(T) = 1,2 + 4,3 \cdot 10^{-4}T^2 - 1,6 \cdot 10^{-6}T^3 + 2,1 \cdot 10^{-9}T^4. \quad (2.90)$$

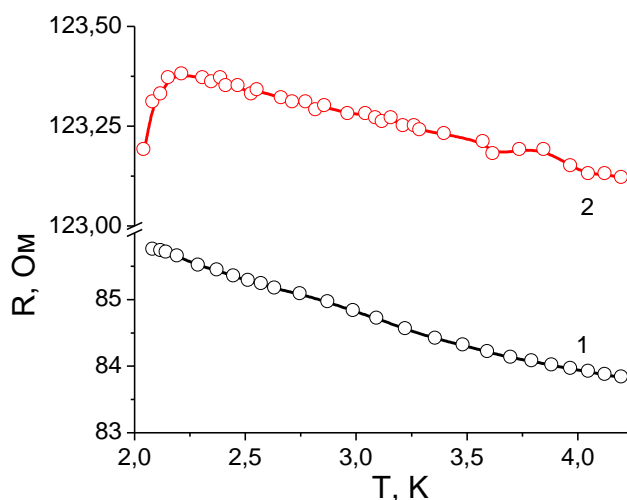


Рис. 2.14. Температурні залежності опору для НК Ge з концентрацією галію $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$: 1 – недеформованих, 2 – під дією деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$.

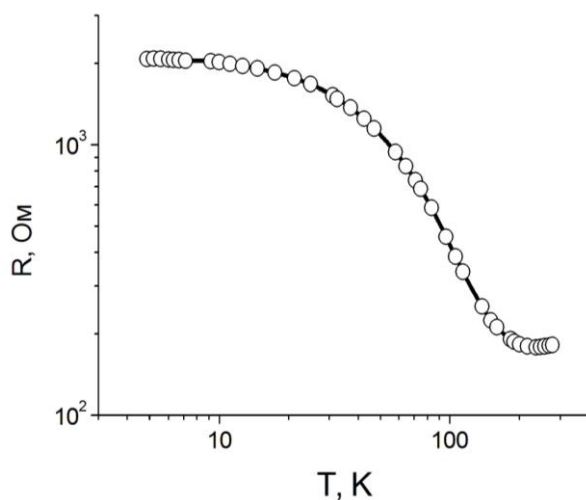


Рис. 2.15. Вихідна характеристика терморезистора, створеного на основі НК Ge р-типу провідності під дією деформації розтягу $+1,95 \times 10^{-4}$ (закріплених на кварцових підкладках).

На рис. 2.15 представлено температурну залежність опору малоінерційного терморезистора, створеного на основі НК Ge, легованих галієм з концентрацією $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температурі 77 К під дією деформації розтягу $+1,95 \times 10^{-4}$ в логарифмічному масштабі.

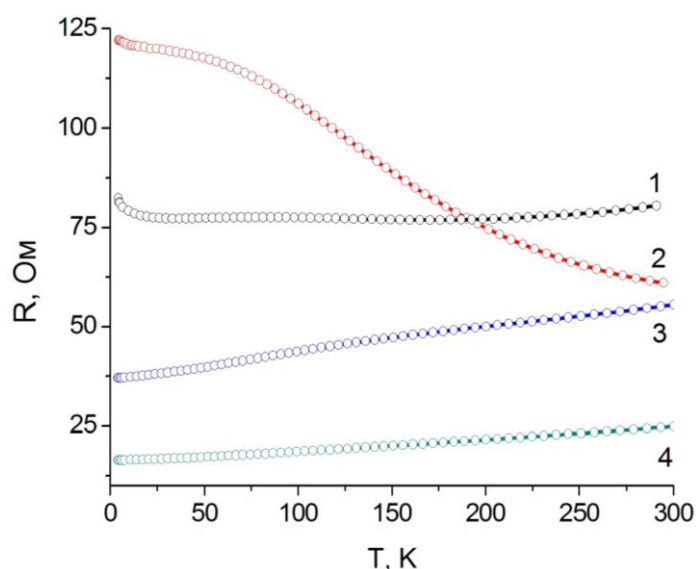


Рис. 2.16. Температурні залежності опору недеформованих (криві 1, 3, 4) та під деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ (крива 2) для НК Ge з концентрацією галію: 1 – $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$; 2, 3 – $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 4 – $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 2.16 наведено експериментальні температурні залежності опору зразків Ge p-типу провідності з концентрацією легуючої домішки галію, що відповідає як металевому, так і діелектричному боку ПМД. Як видно з рисунку, температурні залежності опору недеформованих зразків Ge p-типу провідності (рис. 2.16, криві 1, 3, 4) мають монотонний характер. Під дією ОПД стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ істотно змінюються їх температурні залежності опору (рис. 2.16, крива 2) в інтервалі досліджуваних температур $4,2 \div 300 \text{ К}$ у порівнянні з недеформованими зразками. Цю зміну опору зразка під дією деформації стиску (див. рис. 2.16, крива 2) з ростом температури від 50 К до 300 К можна описати рівнянням:

$$R(T) = 121,4 + 5,6 \cdot 10^{-6} T^3 \quad (2.91)$$

НК Ge p-типу провідності з концентрацією галію $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає діелектричному боку ПМД, деформовані стиском до рівня $-4,4 \times 10^{-3}$ можна рекомендувати для створення на їх основі чутливих елементів сенсорів температури, дієздатних в інтервалі температур від 50 до 300 К. Зразки Ge з концентрацією легуючої домішки $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, що при температурі 77 К зазнають

високих рівнів під дією деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ можна рекомендувати для створення чутливих елементів сенсорів температури для криогенних температур $4,2 \div 100$ К, а сильнолеговані зразки ($8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) – для сенсорів температури для широкого інтервалу температур від криогенних до кімнатної [27, 89].

2.3.3. Стрибкова провідність НК Ge в області гелієвих температур

Для НК Ge з концентрацією легуючої домішки галію $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в області гелієвих температур розраховані значення енергії активації стрибкової провідності E_3 . Як результат цих розрахунків для досліджуваних зразків на рис. 2.17 наведено залежність цієї енергії активації E_3 від деформації. Отримана монотонна залежність стає зрозумілою, якщо проаналізувати взаємозв'язок між даною енергією активації та величиною перекриття хвильових функцій акцепторних станів, тобто із середньою відстанню між акцепторами.

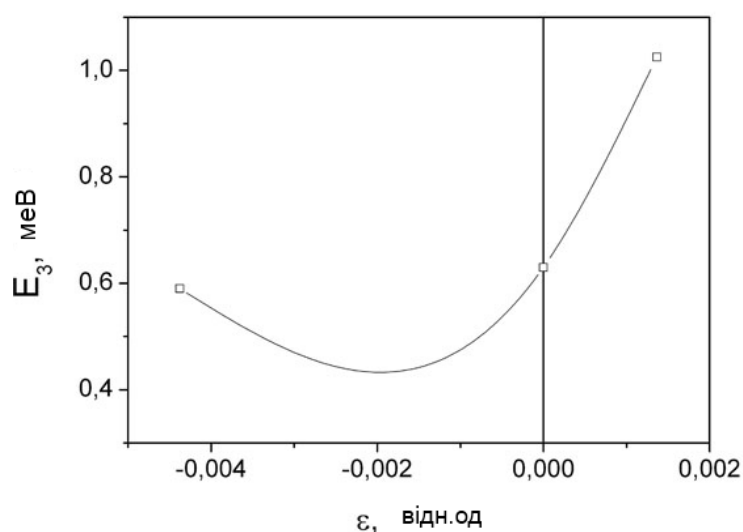


Рис. 2.17. Залежність енергії активації стрибкової провідності E_3 для НК Ge з концентрацією галію $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ як функція деформації, що діє на зразки.

Результати експериментальних вимірювань для зразків Ge р-типу провідності з концентрацією галію $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ свідчать про відомі екстремально високі значення КТЧ наших зразків на діелектричному боці ПМД при гелієвих температурах, що узгоджується з даними роботи [34]. Зокрема, при деформації розтягу ми отримали, що зміна питомого опору зразків, легованих до концентрації $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, віднесена до питомого опору недеформованих зразків,

при температурі 4,2 К досягає високих значень $\Delta\rho/\rho_0 = 4,35$, а для зразків Ge з концентрацією легуючої домішки $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурі рідкого гелію відповідні значення становлять $\Delta\rho/\rho_0 = 9,68$. Для НК, легованих до концентрації $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при температурі 4,2 К відносна зміна $\Delta\rho/\rho_0$ становить 2,66 під дією деформації стиску, поздовжній КТЧ при цьому досягає значення -600, що є істотним для зразків Ge з металевим типом провідності. Негативний знак КТЧ підтверджує наближення досліджуваних зразків до ПМД.

Такі екстремально високі значення КТЧ в області слабкої локалізації пояснюються механізмом переносу носіїв заряду та п'єзоопору, принципово відмінним від такого для сильно та слабо легованих зразків [29].

Надвисокі значення КТЧ, яких можна досягти в тензорезисторах на основі НК Ge р-типу провідності при гелієвих температурах, становлять $(5 \div 10) \times 10^2$ [27]. Головною передумовою таких високих значень КТЧ є те, що концентрація легуючих домішок в Ge повинна відповідати умові слабкої локалізації, коли невеликі значення механічного напруження істотно змінюють ступінь перекриття хвильових функцій домішкових станів і, відповідно, суттєво змінюють ступінь локалізації [90].

2.3.4. Аналіз впливу деформації на домішкову провідність НК Ge

Відомо [91], що при криогенних температурах питомий опір легованих напівпровідників може бути записаний як сума трьох доданків з відповідними енергіями активації ε_i :

$$\rho^{-1} = \sum_{i=1}^3 \rho_i^{-1} \exp(-E_i / kT) \quad (2.92)$$

де E_1 є енергія активації основного домішкового стану (акцепторного, у нашому випадку), E_2 і E_3 являють собою енергії активації домішкової провідності: E_3 описує стрибкову провідність із незалежними (некорельованими) стрибками по парах домішкових центрів, E_2 - домішкову провідність по двічі окупованих домішкових станах A^+ -зони для напівпровідників, легованих акцепторними домішками.

Для енергій активації при високих рівнях напружень стиску X в роботі [70] отримано наступну залежність:

$$E_i(\varepsilon) = E_i(\infty) + A_i / X. \quad (2.93)$$

Нами отримана монотонна залежність енергії активації від механічного напруження, яка є очевидною, якщо розглянути взаємозв'язок між даною енергією активації та величиною перекриття хвильових функцій акцепторних станів, тобто із середньою відстанню між акцепторами, що узгоджується з результатами авторів [34, 92].

Результати експериментальних вимірювань для зразків Ge з концентраціями галію $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ і $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ свідчать про екстремально високі значення КТЧ цих зразків на діелектричному боці ПМД.

2.3.5. Практичні рекомендації щодо застосування НК Ge у сенсорах, дієдатних в області криогенних температур

Для таких видовжених об'єктів, як напівпровідникові НК, закріплення на підкладках з різними термічними коефіцієнтами лінійного розширення являє собою ефективний експериментальний метод деформування зразків в умовах обмеженого простору в кріостаті. Такі термічні напруження дозволяють “регулювати” близькість до ПМД і, отже, є зручним засобом підгонки характеристик термо- та п'єзорезисторів на основі цих зразків Ge.

Проведені дослідження дозволили виробити деякі практичні рекомендації щодо сенсорів на основі НК Ge р-типу провідності. Зразки з експериментальних груп із концентрацією галію $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ і $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ демонструють високі значення ТКО під дією деформації розтягу $+1,95 \times 10^{-4}$, отже можуть бути рекомендовані для застосування в якості терморезисторів, зокрема, для вимірювання криогенних температур.

Другим практичним висновком є високі значення КТЧ $(5 \div 10) \times 10^2$, яких можна досягти в тензорезисторах на основі Ge р-типу провідності при гелієвих температурах [27]. Головною передумовою такої високої тензочутливості є те, що

концентрація домішок в кристалах повинна відповідати умові слабкої локалізації, тобто в околі ПМД, коли навіть незначні механічні напруження істотно змінюють ступінь перекриття хвильових функцій домішкових станів i , відповідно, суттєво змінюють ступінь локалізації [91]. Раніше ми вже згадували про такий “гігантський” п’єзоопір при гелієвих температурах у НК Si p-типу провідності [18, 19, 37], що узгоджується з даними [87], а також його застосування в сенсорах механічних величин для криогенних температур: тензорезисторах, сенсорах тиску та рівня рідини [93]. Проведені дослідження можуть бути рекомендовані для створення аналогічних сенсорів на основі НК Ge.

2.4. Термічна деформація та її вплив на характеристики чутливих елементів сенсорів на основі НК Si та Ge

У попередньому розділі 1.4.1 ми показали, що термічна деформація напівпровідникових НК, яка виникає внаслідок їх закріплення на підкладках із різних матеріалів, приводить до зміни опору і його температурної залежності. Оскільки КТЧ досліджених нами зразків залежить від температури, то цей фактор також впливає на температурний хід опору НК, тобто на його ТКО. Тобто, в даному випадку, ми можемо говорити про комбінований термо-п’єзорезистивний ефект у напівпровідникових зразках, що підтверджують результати наших експериментів, одержані для НК Si та Ge p-типу провідності при низьких температурах [37, 41]. Тому наших завданням є використання цього термо-п’єзорезистивного ефекту в досліджуваних НК Si та Ge для створення на їх основі чутливих напівпровідникових терморезисторів [27].

Крім того, точне визначення термічних деформацій стає важливим для порівняння властивостей напівпровідникових чутливих елементів, які були теоретично передбачені, з експериментально одержаними. Зокрема, п’єзоопір часто вимірюється на зразках, закріплених на пружних елементах, виготовлених із різних матеріалів, у результаті чого суттєво змінюються як початковий електричний опір зразка, так і його температурна залежність. Тому необхідна поправка даних вимірювань, щоб відокремити ефекти, спричинені зовнішніми

впливами (деформація, температура), від ефектів, спричинених внутрішньою термічною деформацією.

Покажемо, що в деяких умовах цілеспрямовано введена термічна деформація може суттєво покращити характеристики чутливих елементів сенсорів [16, 94, 95]. На рис. 2.18 наведено температурні залежності КТР для Si та Ge, які очевидно є нелінійними.

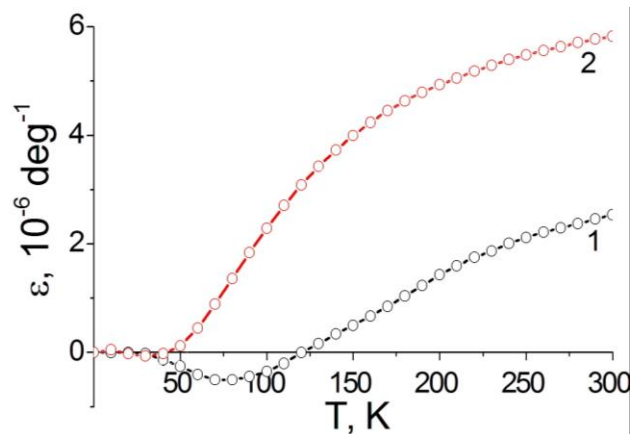


Рис. 2.18. Температурні залежності КТР для Si (1) та Ge (2).

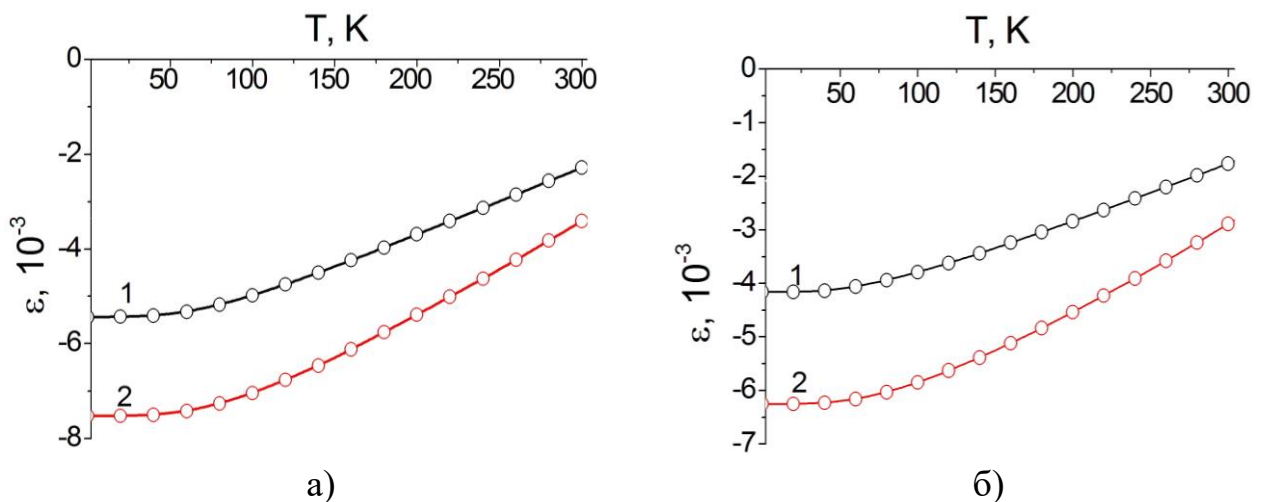


Рис. 2.19. Термічна деформація резисторів на основі НК а) Si та б) Ge, закріплених на підкладках із міді (1) та алюмінію (2).

Відповідно до методики, наведеної у підрозділі 1.4.1, термічна деформація напівпровідникових НК, закріплених на підкладках із різних матеріалів, визначається за інтегральною формулою (1.11). Проведемо аналіз результатів розрахунків термічної деформації резисторів на основі НК Si та Ge, закріплених на мідних і алюмінієвих підкладках, які наведені на рис. 2.19.

Варто зауважити, що деформації стиску відповідають значення $\varepsilon_0(T) < 0$, а деформації розтягу $-\varepsilon_0(T) > 0$. Аналіз одержаних нами результатів розрахунків показує, що при закріпленні чутливих елементів на основі Si (рис. 2.19,а) і Ge (рис. 2.19,б) на мідних і алюмінієвих підкладках у них виникають великі термічні деформації $\varepsilon_0(T)$, особливо при криогенних температурах. Та й самі деформації $\varepsilon_0(T)$ мають істотну температурну залежність.

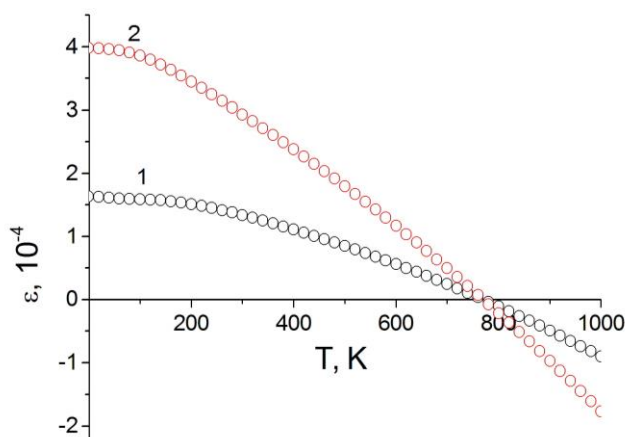


Рис. 2.20. Термічні деформації чутливих елементів на основі Si (1) та Ge (2), закріплених на на підкладках із кварцу.

Якщо чутливі елементи на основі Si, закріплені на кварцових підкладках, то в них виникають значно менші термічні деформації, що спостерігається на рис. 2.20 (крива 2).

Встановлено, розрахунок термічних деформацій, що виникають у системі чутливий елемент-підкладка, проводиться за інтегральною формулою, що важливо у випадках:

- якщо температура створення системи чутливий елемент-підкладка істотно відрізняється від температури його (чутливого елемента) експлуатації;
- якщо чутливий елемент дієдатний у широкому інтервалі температур, зокрема, криогенних;
- якщо матеріали чутливого елемента й підкладки мають істотно нелінійні температурні залежності КТР.

З приведених результатів можна зробити наступний практичний висновок. Відомо, що Si та Ge мають істотну нелінійність залежності питомого опору від

деформації, яка збільшується з підвищенням рівня деформації стиску. Крім того, нахил цієї залежності більший у попередньо стиснутому тензорезисторі, тобто можна отримати кращу чутливість до деформації. Отже, попередня деформація тензорезистора зумовить покращення лінійності та збільшення тензочутливості. Тому для використання тензорезисторів на основі Si та Ge при криогенних температурах необхідно за рахунок термічної деформації створити деформацію стиску порядку $(1 \div 3) \times 10^{-3}$ відн. од.

Оптимізація характеристик напівпровідникових тензорезисторів, а саме, для покращення лінійності характеристик та збільшення їх тензочутливості забезпечувалась завдяки розробленому нами способу компенсації температурної залежності тензочутливості [38]. Згідно даної методики, вводяться компенсаційні тензорезистори, які забезпечують можливість точної кількісної оцінки впливу температурної залежності тензочутливості на величину вимірюваного сигналу від різних тензорезисторів, що перебувають в умовах одночасної зміни і деформації, і температури. Це дозволяє у випадку ідентичних характеристик тензорезисторів і компенсаційних тензорезисторів здійснити абсолютну компенсацію температурної залежності тензочутливості в широкому інтервалі температур ($4,2 \div 300$ K). Таким чином при створенні сенсорів фізичних величин, зокрема, механічних і теплових величин, необхідно обов'язково враховувати термічну деформацію напівпровідникових чутливих елементів.

2.5. Висновки до розділу 2

1. Розглянуто поверхнево-деформований стан закріпленого кристала, для цього закон Гука записано в анізотропному наближенні за допомогою пружних модулів та деформацій, визначених в локальній системі координат. Визначено термічну деформацію НК Si та Ge в широкому діапазоні температур для різних матеріалів підкладок та метод їх закріплення.
2. Вивчено вплив спіно-орбітальної взаємодії на деформаційне зняття виродження енергетичного спектра валентної зони Si та Ge у двозонному та тризонному наближеннях за допомогою відомого різновиду k_r-методу теорії

збурень - методом інваріантів. Розглянуто деформаційний генезис валентної зони при різних способах врахування в гамільтоніані кристала деформації та спінорбітальної взаємодії. Показано, що дослідити взаємний вплив деформації та спінорбітального розщеплення можна лише одночасно включаючи збурення деформацією та спінорбітальну взаємодію у початково не виродженому стані Γ_{25}' гілок важких і легких дірок. Встановлено граничні умови, які гарантують справедливість отриманих результатів (обмеження на деформацію та температуру): $\delta E(k, \varepsilon) \ll \Delta_{so}$, та $k_B T < \Delta_{so}$.

3. Уточнено вигляд зонного спектру легких і важких дірок у деформованих НК Si та Ge за рахунок більш коректного врахування додатної визначеності зонного спектра. Розрахована деформаційна залежність розщеплення валентних зон Si та Ge у центрі зони Бріллюена при різних методиках розрахунків (двонне та трizonне наближення). Спостерігається збільшення зсуву зони легких дірок у Si лише при деформації стиску. У Ge вплив SO -зони відчувається лише при значних деформаціях $\varepsilon > 0,6\%$.

4. На основі вивчення впливу механічних напружень на ступінь наближення до ПМД, а також їх впливу на енергію активації домішкової провідності при двох знаках деформації (розтягу та стиску) виявлено гігантський п'єзоопір НК Ge р-типу провідності при гелієвих температурах, застосування якого дозволяє створити п'єзорезистивні сенсори механічних величин, що характеризуються дуже високою чутливістю до вимірюваної величини. Показано можливість створення мініатюрних високочутливих терморезисторів на основі НК Ge з порівняно слабким рівнем легування ($5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$).

5. Розглянуто ступінь наближення до ПМД як фактор отримання максимального ефекту п'єзоопору. НК Si та Ge, які демонструють екстремально високі значення КТЧ в області дії "некласичного" п'єзоопору $K \approx -5,24 \times 10^5$, що відповідали зразкам Si з концентрацією легуючої домішки бору $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, можна рекомендувати для використання в надчутливих сенсорах механічних величин (деформації, тиску, рівня рідини, тощо), дієдатних в області криогенних температур.

РОЗДІЛ 3. МАГНІТОТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ ТА ГЕРМАНІЮ

Проведено комплексні дослідження щодо впливу деформації, температури і магнітного поля на властивості НК Si та Ge з метою розробки фізичних основ створення сенсорів механічних, теплових і магнітних величин, дієздатних у складних умовах, зокрема при криогенних температурах. Досліджено особливості магнітоопору і п'єзомагнітоопору НК Si та Ge р-типу провідності з різною концентрацією легуючої домішки в сильних магнітних полях з індукцією до 14 Тл при температурі рідкого гелію. Вивчені польові залежності МО НК Si, легованих бором, при температурі рідкого гелію, врахувавши наявність струмоперенесення у приповерхневому шарі кристала, де концентрація дірок становить порядку $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Досліджено магнітофононні осциляції поперечного поздовжнього МО в легованих НК Ge n- та р-типу провідності в інтервалі температур $4,2 \div 70 \text{ К}$ у магнітних полях з індукцією до 14 Тл. Досліджено вплив одновісної деформації, температури та розігріву газу носіїв заряду на характер магнітофононних осциляцій та розраховано величини ефективних мас електронів та дірок.

3.1. Особливості магнітоопору напівпровідникових кристалів

3.1.1. Магнітоопір кристалів Si та Ge при низьких температурах

Незважаючи на швидкий прогрес і значні успіхи у мікроелектроніці, залишається чимало проблем, які вимагають подальших детальних досліджень фізичних властивостей та можливостей застосування ниткоподібних кристалів. Для широкого застосування в сучасній кріоелектроніці необхідні високочутливі, швидкодіючі пристрої та компоненти інтегральних схем, дієздатні в складних умовах експлуатації, зокрема при криогенних температурах та в сильних магнітних полях. Принципи кріоелектроніки використовують для побудови низки приладів (кріотрони, квантові параметричні підсилювачі, резонатори, фільтри, сенсори, лінії затримки та ін.) на основі кремнієвих технологій [16, 25, 96]. Однак необхідність роботи в умовах глибокого охолодження і пов'язані з цим

технологічні труднощі різко обмежують використання таких матеріалів. Більше того, одним із актуальних напрямків сучасної магнітоелектроніки є дослідження ефекту МО, а в останні роки акцент зроблений на явище гігантського МО. У розроблених пристроях, в яких виникають нові ефекти завдяки взаємодії "магнітних електронів" із штучно створеними нанорозмірними структурами, використовується комбінація магнетизму й електроніки, тому говорять про народження нової області магнетизму й техніки - магнітоелектроніки. В цьому випадку НК Si та Ge [97, 98], завдяки морфології, структурній досконалості та високій механічній міцності є вдалим об'єктом для дослідження впливу зовнішніх чинників, зокрема магнітного поля, в області концентрацій, що відповідають околу ПМД.

Відомо, що плівкові матеріали, використовуючи магніторезистивний ефект, чутливі до величини струму, тому при зміні його значень можлива зміна амплітуди МО. Так, авторами [99] була встановлена залежність МО мультишарів на основі Co, Ni або Pt від величини струму. Отримані результати пояснені [100] різним ефектом передачі моменту обертання спін-поляризованими носіями заряду при різних значеннях струму. Даний ефект був прогнозований авторами робіт [101, 102] та досліджений експериментально в роботах [103-105]. З іншого боку, авторами робіт [106, 107], було вивчено прояв магніторезистивного ефекту в розбавлених магнетиками напівпровідниках. Однак, за абсолютним значенням МО не є високим, що впливає на чутливість пристроїв, розроблених на їх основі.

Оскільки НК Si та Ge використовуються в якості чутливих елементів сенсорів механічних величин [87, 108, 109], то важливим є дослідження впливу на властивості цих НК екстремальних умов, зокрема сильних магнітних полів, криогенних температур. Більшість робіт [110-112] присвячена дослідженню МО в НК Si та Ge n-типу провідності, менш вивченим є МО цих зразків p-типу провідності.

Як відомо, ефект від'ємного магнітоопору (ВМО) спостерігається в області низьких температур для широкого класу неупорядкованих твердих тіл і найбільш яскраво проявляється при зниженні розмірності системи. Пояснення цього явища

зустріло труднощі, оскільки і класична теорія МО (яка враховує викривлення траєкторії електронів у магнітному полі), і розгляд МО при стрибковій провідності (через те, що магнітне поле стискає хвильові функції локалізованих станів) передбачають зростання опору в магнітному полі. Запропонований в 60-і роки механізм, пов'язаний із розсіюванням на магнітних домішках (коли магнітне поле пригнічує процес розсіювання електронів із перевертанням спіна, так званий ефект Кондо), не можна застосувати до більшості систем, що розглядаються, де концентрація домішок є малою. На початку 80-х років була запропонована теорія, що пов'язує ВМО з пригніченням інтерференційної квантової поправки до провідності неупорядкованих систем.

3.1.2. Магнітофононні осциляції МО в кристалах Ge при криогенних температурах

Сильне магнітне поле є одним з найважливіших інструментів для вивчення енергетичного спектру носіїв заряду в твердому тілі, а дослідження гальваномагнітних ефектів в твердих тілах також дають інформацію про домінуючий характер розсіювання носіїв заряду. Як відомо, в магнітному полі має місце квантування енергії електрона, внаслідок чого енергетичний спектр розбивається на N підзон Ландау. Магнітне поле збирає стани, рівномірно розподілені по зоні, у дискретні підзони. І саме немонотонна залежність густини станів є основною причиною осциляцій різних термодинамічних величин (осциляції де Гааза-ван Альфена) і кінетичних коефіцієнтів (осциляції Шубнікова – де Гааза), що спостерігались у металах і напівпровідниках із виродженим електронним газом при низьких температурах [135]. Ще одним важливим наслідком квантування енергії електрона є зміна характеру розсіювання. Дослідження польової і температурної залежностей МО в квантовій межі $\hbar\Omega > \bar{\varepsilon}$ (Ω – циклотронна частота, $\bar{\varepsilon}$ – характерна енергія електрона, що дорівнює k_0T у випадку класичної статистики, або енергія Фермі ζ у випадку виродження) дозволяє одержати інформацію про домінуючі механізми розсіювання.

Магнітофононний резонанс, що зумовлений непружним резонансним розсіюванням електронів на оптичних фонах, експериментально спостерігали в ряді бінарних [113–116] і елементарних напівпровідників [115, 117–120]. Зокрема, в Ge n-типу провідності з концентрацією електронів від $2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $9,5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ експериментально виявлено магнітофононні осциляції поперечного і поздовжнього МО в інтервалі температур $20 \div 80 \text{ К}$ в імпульсних магнітних полях до 300 кЕ [113, 117]. Однак на даний час не проведено досліджень впливу зовнішніх стимулюючих факторів на характер магнітофононних осциляцій, зокрема впливу одновісного механічного напруження. Цікавим є також аналіз впливу одновісної деформації і розігріву газу носіїв заряду на характер магнітофононних осциляцій поперечного і поздовжнього МО сильнолегованих НК Ge n- і p-типу провідності.

Магнітофононний резонанс широко досліджувався у напівпровідникових кристалах [121–127], оскільки його вивчення давало змогу з'ясувати характер електрон-фононної взаємодії, дослідити зонну структуру кристалів. Це явище залишається в полі дослідників і сьогодні [128-133]. Однак, на відміну від попередніх робіт, у яких досліджувалися здебільшого масивні НК, в центрі уваги сучасних досліджень знаходяться квантові ями та надґратки типових напівпровідникових кристалів: n-Ge [128, 129], n-GaAs, GaAlAs [128, 130], графен [131-133]. Із цієї точки зору представляє інтерес дослідження магнітофононного резонансу в НК Ge. У ниткоподібних кристалах виявлено ряд ефектів, нетипових для масивних НК: зміна параметра ґратки [134], зміщення смуг фундаментального оптичного поглинання в короткохвильову область спектру та поява нових смуг люмінесценції нетипових для масивних кристалів, пов'язаних із впливом лапласого стиску на властивості кристалів [33]. Необхідно зауважити, що питання впливу деформації на поведінку магнітофононного резонансу в напівпровідниках вивчалось лише в деяких публікаціях [130, 132]. В той же час це питання дуже актуальне для нанoeлектронних пристроїв, у яких практично не вдається уникнути впливу деформації.

У роботі [135] проводились низькотемпературні дослідження п'єзоопору сильнолегованих НК Ge n- і p-типу провідності. За результатами досліджень встановлено, що НК Ge, леговані в околі ПМД при низьких температурах мають високі значення коефіцієнта тензочутливості, що дозволяє успішно використовувати їх в якості чутливих елементів сенсорів теплових і механічних величин для кріоенергетики та космічних досліджень. Однак, специфіка області застосування сенсорів тиску та температури на основі НК Ge, переважно пов'язана з їх використанням в сильних магнітних полях. З цієї точки зору, викликає значний інтерес вивчення впливу магнітного поля, як дестабілізуючого фактору на дієдатність сенсорів теплових і механічних величин на основі НК Ge в інтервалі кріогенних температур.

3.2. Вплив деформації на магнітотранспортні характеристики НК Si та Ge p-типу провідності при низьких температурах

3.2.1. Магнітоопір і п'єзомагнітоопору НК Si при температурі 4,2 К

Ми провели вимірювання польових залежностей МО НК Si та Ge p-типу провідності, як вільних, так і деформованих, шляхом їх закріплення на спеціально підібраних підкладках, у магнітних полях з індукцією від 0 до 14 Тл при температурі 4,2 К.

Досліджувались НК Si p-типу провідності, леговані бором до концентрацій $8 \times 10^{17} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, що відповідають як діелектричному, так і металевому боку ПМД. У кремнії, легovanому бором, критична концентрація ПМД становить $N_c \approx 5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [70]. Дослідження поперечного МО НК Si проводились на біттерівському та надпровідному магніті Oxford Instruments відповідно за постійного та змінного струму живлення досліджуваних НК при кріогенних температурах.

В результаті проведених досліджень з'ясовано основні закономірності впливу сильних магнітних полів на провідність легованих НК Si p-типу провідності [14, 37, 77, 136], які узгоджуються з літературними даними [110, 111, 137, 138]. Зокрема, встановлено, що в цих кристалах при збільшенні концентрації

легуючої домішки бору в порівнянні з критичним значенням концентрації N_c , що відповідає ПМД, тобто з металевого боку ПМД, спостерігаються менші значення величини МО кристалів, а при зменшенні концентрації бору (з діелектричного боку ПМД) навпаки спостерігаються значно більші значення МО при температурі рідкого гелію. Встановлено, що МО недеформованих НК p-Si у діапазоні магнітних полів з індукцією до 14 Тл за 4,2 К є позитивним, що можна пов'язати зі значним спін-орбітальним розсіюванням в кремнії, легovanому бором.

Виявлено тенденцію зростання величини МО зі збільшенням питомого опору НК за квадратичним законом від індукції магнітного поля. Польові залежності МО НК Si як з металевого, так і з діелектричного боку ПМД мають квадратичний характер, за винятком сильнолегованих зразків, для яких він є квазілінійним.

Максимальні значення МО спостерігались для НК Si p-типу провідності, легованих до концентрації, що відповідають діелектричному боку ПМД, а мінімальні – для кристалів з концентраціями бору, що відповідають металевій і діелектричній областям, більш віддаленим від ПМД [37, 77, 138]. Наші результати добре узгоджуються з відомими літературними даними, зокрема з результатами наведеними в роботі [42, 139-141] для НК n-Ge, де наявність ВМО пояснюється стрибковою провідністю при низьких температурах. Аналіз результатів температурних залежностей електропровідності НК твердого розчину $Si_{1-x}Ge_x$ у роботах [142-144] показав, що область існування ВМО в НК легованих до концентрацій поблизу ПМД із діелектричного боку, відповідає стрибковій провідності дірок $\Delta E_2''$ по делокалізованих станах верхньої зони Хаббарда [110, 111]

Для вивчення магнітотранспортних характеристик підбирались НК Si та Ge у формі гексагональних призм із поздовжньою віссю в кристалографічному напрямку [111], довжиною $3 \div 5$ мм та поперечним перерізом $20 \div 40$ мкм, згідно методики, описаної в підрозділах 1.6.1 та 1.6.2, відповідно. НК Si p-типу провідності під час росту легували бором, а НК Ge p-типу – галієм. Електричні

контакти і струмовиводи до них створювались зварюванням платинового мікродроту для НК Si та срібного мікродроту – для Ge р-типу провідності .

Ми вимірювали МО деформованих і недеформованих НК Si та Ge р-типу провідності, шляхом їх закріплення на спеціально підібраних підкладках, які забезпечували одновісний розтяг чи стиск досліджуваних НК за рахунок відмінності термічної деформації кристалів і підкладок в магнітних полях із індукцією до 14 Тл при температурі 4,2 К. Вимірювання МО здійснювались у поперечному магнітному полі з індукцією $0 \div 14$ Тл при температурі рідкого гелію (розділ 1.5).

Вимірювали МО НК Si як вільних, так і закріплених на підкладках, із концентрацією легуючої домішки бору поблизу ПМД. Як відомо, в кремнії легованому бором концентрація, що відповідає ПМД, становить $N_c \approx 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Досліджувались НК Si р-типу провідності з концентрацією легуючої домішки як з діелектричного ($2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$), так і з металевого боку ПМД ($6,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$), а також у безпосередній близькості до нього ($5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Значення розрахованої термічної деформації для НК Si, закріплених на підкладках із різних матеріалів, при температурі рідкого гелію наведено в табл. 3.1.

Таблиця 3.1.

Термічна деформація НК Si р-типу провідності,
закріплених на різних підкладках при $T = 4,2 \text{ К}$

Матеріал підкладки	Термічна деформація	
	Максимальна	Реальна
Алюміній	$-7,3 \times 10^{-3}$	$-4,3 \times 10^{-3}$
Мідь	$-5,44 \times 10^{-3}$	$-3,81 \times 10^{-3}$
Вольфрам	$-8,75 \times 10^{-4}$	$-6,22 \times 10^{-4}$
Кварц	$+6,77 \times 10^{-4}$	$+4,74 \times 10^{-4}$

На рис. 3.1 наведені результати вимірювання МО НК Si з концентрацією легуючої домішки бору $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при температурі 4,2 К у діапазоні магнітних полів з індукцією $0 \div 14$ Тл. Для цих НК, як деформованих, так і недеформованих, виявлено позитивний МО, який залежить від індукції магнітного поля за *квадратичним законом*:

$$\Delta R(B)/R(0) = A_0 + A_1 B + A_2 B^2. \quad (3.1)$$

Під впливом термічної деформації з боку підкладок МО НК Si p-типу провідності зменшується за абсолютною величиною з ростом рівня деформації в порівнянні з недеформованим зразком. Це зменшення є істотним при деформації стиску $-6,22 \times 10^{-4}$ відн. од. у випадку закріплення на підкладці з вольфраму і значно більшим при розтягу $+4,74 \times 10^{-4}$ відн. од.

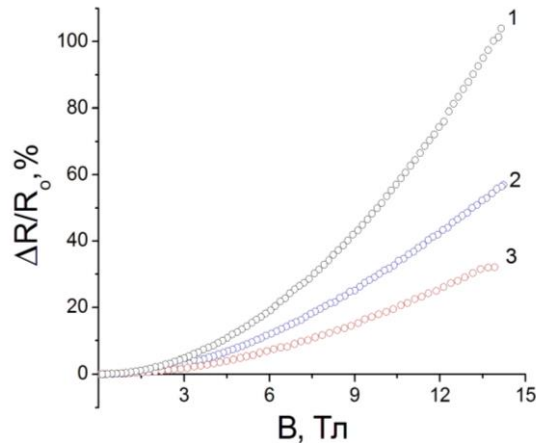


Рис. 3.1. Польові залежності поперечного МО НК Si з концентрацією бору $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для недеформованих зразків (1) та під дією деформації стиску $-6,22 \times 10^{-4}$ (2) і розтягу $+4,74 \times 10^{-4}$ (3) при температурі 4,2 К

На рис. 3.2 наведено результати вимірювань залежностей поперечного МО від індукції магнітного поля для НК Si дності, легованих бором до концентрації, що відповідає ПМД ($N_B = 5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$), при температурі рідкого гелію в полях до 14 Тл. Як видно з рисунку, у цих зразків також спостерігається позитивний МО, який залежить від індукції магнітного поля за квадратичним законом (3.1). Для НК Si з провідністю, що відповідає близькості до ПМД із металевого боку, одновісна деформація як стиску, так і розтягу, приводить до ефекту збільшення МО, тобто має місце зростання коефіцієнтів полінома для обох знаків деформації. Це зростання є порівняно невеликим для деформації $-6,22 \times 10^{-4}$ відн. од., коли зразок залишається на металевому боці ПМД при закріпленні на підкладці з вольфраму, і значно істотніше для більшої деформації $-3,81 \times 10^{-3}$ відн. од. (з боку мідної підкладки) та деформації розтягу $+4,74 \times 10^{-4}$ відн. од. (кварцова підкладка). В обох останніх випадках, деформація як стиску (мідь), так і розтягу (кварц),

приводить до “зриву” металевої провідності, і при температурі 4,2 К ці НК Si з концентрацією легуючої домішки, що відповідає діелектричному боку ПМД (рис. 3.3).

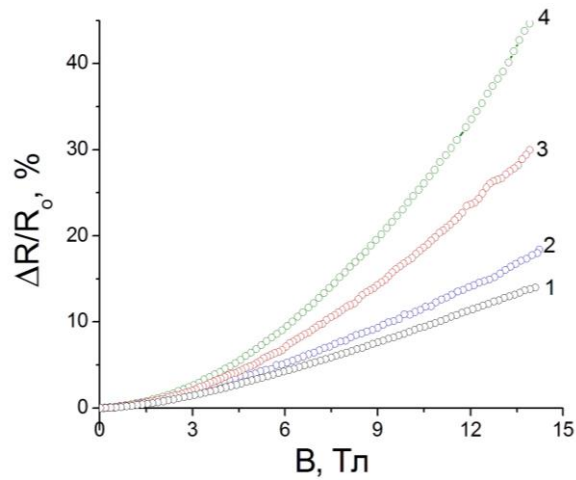


Рис. 3.2. Польові залежності поперечного МО НК Si з концентрацією бору $5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для недеформованих зразків (1) та під дією деформації стиску $-6,22 \times 10^{-4}$ (2), $-3,81 \times 10^{-3}$ (4) і розтягу $+4,74 \times 10^{-4}$ (3) при 4,2 К.

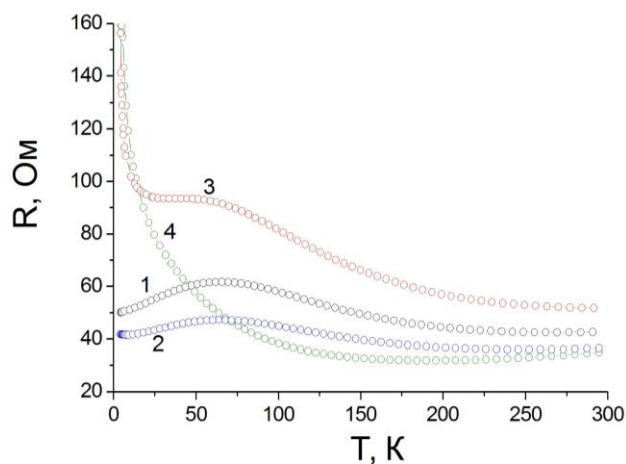


Рис. 3.3. Температурні залежності опору НК Si з концентрацією бору $5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для недеформованих зразків (1) та під дією деформації стиску $-6,22 \times 10^{-4}$ (2), $-3,81 \times 10^{-3}$ (4) і розтягу $+4,74 \times 10^{-4}$ (3).

Виходячи з [14], механізм МО НК p-Si з $N_B = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає діелектричному боку ПМД, можна пояснити підсиленням локалізації внаслідок стискання хвильових функцій локалізованих дірок магнітним полем. А механізм виникнення МО в НК Si p-типу провідності з $N_B = 5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає безпосередньо області ПМД, – це механізм слабкої локалізації, який супроводжується сильним спіно-орбітальним розсіюванням [77].

Зростання МО з ростом індукції магнітного поля, досліджуваних нами НК Si p-типу провідності, із концентраціями легуючої домішки $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ та $5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3.1 та рис. 3.2, відповідно) відбувається за квадратичним законом у межах класичної теорії магніторезистивного ефекту, що пояснюється викривленням траєкторій носіїв заряду в магнітному полі.

Відомо, що в сильнолегованих кристалах при кріогенних температурах ($T \leq 4,2 \text{ К}$) можна спостерігати осциляційні ефекти, зокрема осциляції МО [145]. Їх появу пов'язують із квантуванням енергетичного спектру носіїв заряду в сильному магнітному полі, коли в області малих квантових чисел при проходженні рівня Ландау через рівень Фермі має місце стрибкоподібна зміна густини станів. На рис. 3.4 наведено результати вимірювання МО НК Si p-типу провідності з концентрацією бору $6,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає металевому боку ПМД, при різних рівнях деформації стиску в полях з індукцією до 5 Тл.

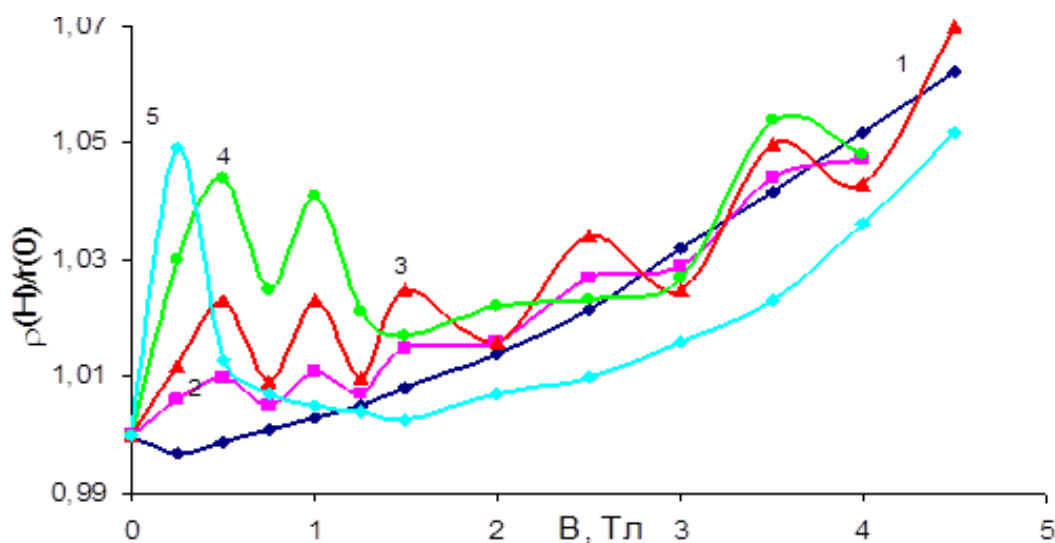


Рис. 3.4. Польові залежності поперечного МО НК Si з концентрацією бору $6,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при температурі 4,2 К для недеформованих зразків (1) та під дією фіксованих рівнів одновісної деформації стиску ε , відн.од.: $-0,3 \times 10^{-3}$ (2), $-0,6 \times 10^{-3}$ (3), $-0,9 \times 10^{-3}$ (4), $-1,2 \times 10^{-3}$ (5).

Як видно з рис. 3.4 для недеформованих НК Si p-типу провідності спостерігається ВМО, який переходить в позитивний МО при вищих полях.

Таким чином, під дією одновісної деформації стиску спостерігаються виразні осциляції Шубнікова – де Газа, які з ростом рівня деформації згладжуються і при рівні $-1,2 \times 10^{-3}$ (рис. 3.4) спостерігається лише одна позитивна осциляція, подібні результати ми спостерігали в деформованих НК InSb n-типу провідності [146, 147].

Отже, вивчено вплив магнітного поля з індукцією до 14 Тл на провідність недеформованих і деформованих НК Si p-типу провідності. Встановлено, що при 4,2 К для НК Si з металевою провідністю та в околі ПМД спостерігалось збільшення МО під впливом одновісної деформації стиску і зменшення МО НК Si, легованих бором до концентрацій, віддалених від ПМД. В НК Si, легованих бором до концентрації $6,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в слабких магнітних полях спостерігається ВМО, який зі зростанням напруженості магнітного поля переходить у позитивний, що зумовлено руйнуванням металевого ходу провідності при криогенних температурах під дією анізотропної деформації з боку підкладки.

3.2.2. Особливості магнітоопору недеформованих НК Si при криогенних температурах

Теоретичні та експериментальні дослідження МО легованих напівпровідників вказують, що його поведінка істотно відрізняються для зразків із металевого і діелектричного боку ПМД [141, 148–151]. На металевому боці ПМД працює теорія квантових поправок [152, 153], яка оперує трьома основними явищами: інтерференцією хвильових функцій електронів на пересічних траєкторіях, які описують процеси слабкої локалізації [154]; когерентною взаємодією електронів при їх дифузії, тобто взаємодією в дифузійному каналі [155]; короткотривалим зв'язуванням їх у надпровідні пари, а саме взаємодією в куперівському каналі [156-160].

На діелектричному боці ПМД у випадку транспорту сильнолокалізованих носіїв заряду для пояснення кінетичних ефектів застосовуються інші механізми [141, 150, 161, 162]: врахування розсіювання тунелюючих носіїв заряду на проміжних центрах [163, 164]; звуження домішкової зони в магнітному полі [165];

спінові ефекти [166, 167].

Експериментальні підтвердження вкладу вище описаних явищ у польові залежності МО отримані під час дослідження транспорту носіїв заряду в НК Si з концентрацією домішки, яка відповідає близькості до ПМД як з металевого, так і з діелектричного боку [168]. При поясненні поведінки МО у зразках з різною концентрацією домішки в роботі [169, 170] покладалось, що домішка рівномірно розподілена у кристалі. Оскільки поперечні розміри (діаметр) НК становили порядку $20 \div 30$ мкм, то явища переносу носіїв заряду розглядалися як для масивних 3D кристалів. Згідно останніх досліджень, у НК Si спостерігається нерівноважний радіальний розподіл домішки, зокрема домішка локалізується у приповерхневих шарах кристалів, що зумовлює переважаючий характер поверхневої провідності [171, 172]. Для з'ясування вкладу поверхневої провідності представляє інтерес дослідження електропровідності цих кристалів до і після травлювання збагаченого домішкою поверхневого шару.

Поставленим завданням є аналіз механізмів транспорту носіїв заряду шляхом дослідження радіальної зміни поперечного МО НК Si p-типу провідності різного діаметра з концентрацією домішки бору поблизу ПМД в діапазоні магнітних полів $0 \div 14$ Тл при температурах $4,2 \div 77$ К.

У цих дослідженнях ми використовували НК Si p-типу провідності, у формі ниток довжиною $2 \div 5$ мм і діаметром $20 \div 60$ мкм з кристалографічною орієнтацією $\langle 111 \rangle$. Досліджувані НК Si леговані домішкою бору до концентрації 1×10^{18} см⁻³. Для з'ясування можливого розподілу домішки в кристалі проведено травлення приповерхневого шару в травнику на основі плавикової кислоти. Травлення НК впродовж $5 \div 6$ хв приводило до травлювання шару товщиною порядку 100 нм. Досліджувався вплив нерівноважного радіального розподілу домішки по об'єму мікрокристала на характер розмірної залежності опору при температурі 4,2 К. На рис. 3.5 представлено результати дослідження питомого опору НК Si у процесі травлення. З рисунку видно, що питомий опір зразка різко збільшується при травлюванні приповерхневого шару товщиною порядку 100 нм, а при подальшому травленні виходить на насичення.

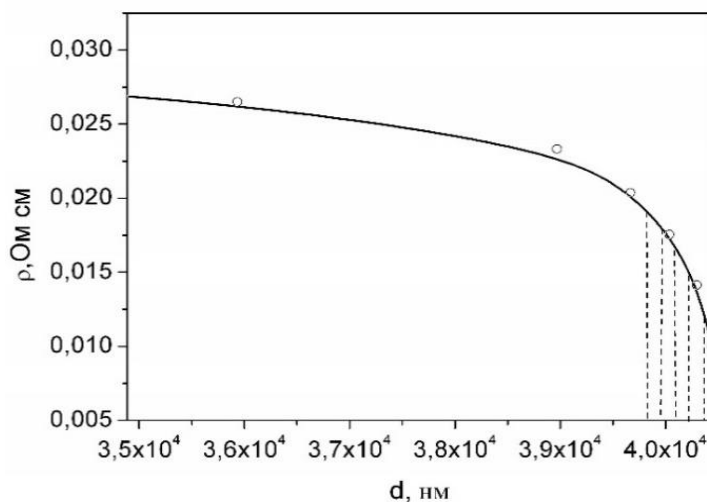


Рис. 3.5. Залежність питомого опору НК Si p-типу провідності від діаметра при температурі рідкого гелію.

На рис. 3.6 наведено температурні залежності опору даних НК у температурному інтервалі 4,2 ÷ 77 К до і після травлення.

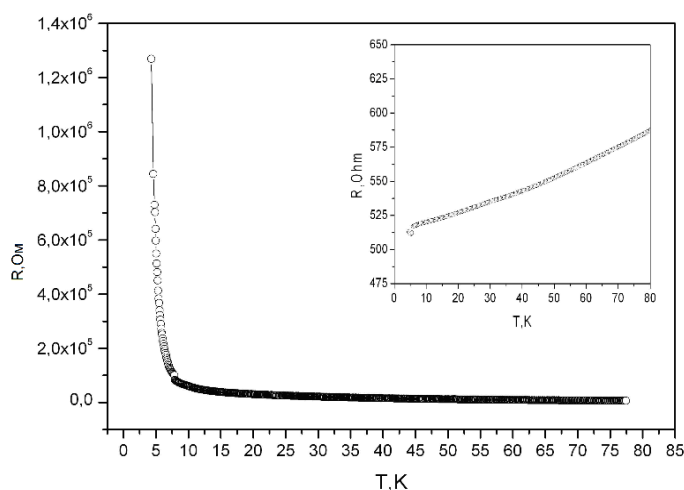


Рис. 3.6. Температурна залежність опору НК Si p-типу провідності до (вставка) і після травлення.

Вихідні НК Si мають типовий металевий хід температурної залежності опору в усьому діапазоні досліджуваних температур (рис. 3.6, вставка). Дані НК після травлення мають типовий напівпровідниковий хід температурної залежності опору (рис. 3.6). В температурному інтервалі 4,2 ÷ 10 К опір НК Si з концентрацією домішки, що відповідає діелектричному боку ПМД, дуже швидко зменшується і далі в температурному інтервалі 10 ÷ 77 К слабо залежить від температури (рис. 3.6).

Проведено вимірювання поперечного МО НК Si, результати яких наведено на рис. 3.7 при температурі 4,2 К в діапазонні магнітних полів 0 ÷ 14 Тл до і після травлення.

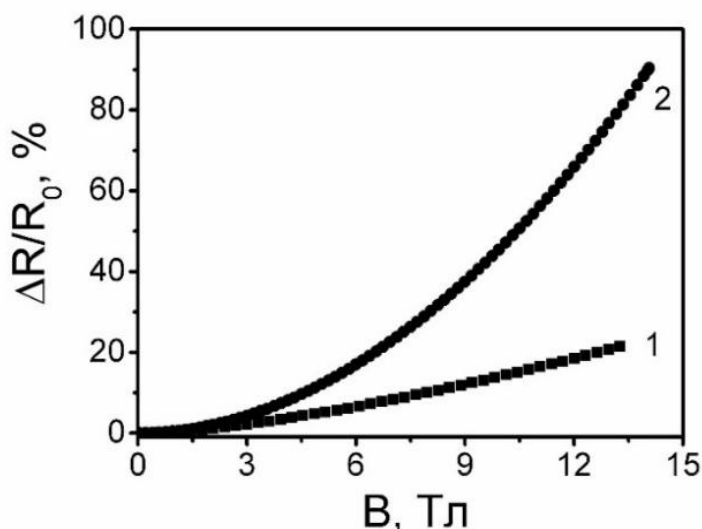


Рис. 3.7. Польові залежності поперечного МО НК Si p-типу провідності при температурі 4,2 К до (1) і після (2) травлення.

З рис. 3.7, крива 1 видно, що МО вихідних НК має квадратичний характер польової залежності у широкій області магнітних полів і становить 20 % за магнітної індукції 14 Тл. Як видно з рис. 3.7, крива 2 МО досліджуваних НК після травлення описується також квадратичною залежністю від індукції магнітного поля. Значення МО за магнітної індукції 14 Тл становить 90 %. Для виявлення механізмів виникнення МО необхідно провести комплексний аналіз залежності МО в сильних магнітних полях та їх температурних залежностей.

Кінетичні властивості провідних кристалів зумовлюються концентрацією "вільних носіїв" заряду в кристалах і характером їх руху в міжвузлях кристалічної ґратки. В стані термодинамічної рівноваги "вільні" носії заряду рухаються хаотично, їх середня енергія зберігається, а ентропія всієї сукупності носіїв заряду має максимальне значення. Це термодинамічно рівноважний газ носіїв заряду.

Наявність в кристалі дрейфових збурень, а саме електричного поля з напруженістю \vec{E} , градієнта температури $\nabla_r T$, (ці збурення можуть існувати в кристалі одночасно) зумовлює вихід газу носіїв заряду із стану термодинамічної

рівноваги і перетворює його на нерівноважний ансамбль частинок. В такому випадку на кожну частинку із зарядом діє дрейфова сила \vec{F}_d [173]:

$$\vec{F}_d = ze\vec{E}_d; \quad \vec{E}_d = \vec{E} - \left(\frac{k}{ze} \right) \left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT} \right) \nabla_{\vec{r}} T \quad (3.2)$$

де e – заряд електрона, $z = \pm 1$ – знак заряду, ε – середня енергія носія заряду, k – постійна Боцмана, T – температура кристала.

Внаслідок дії дрейфової сили \vec{F}_d всі носії струму починають рухатися спрямовано із швидкістю дрейфу \vec{v}_d , яка залежить як від \vec{F}_d , так і від властивостей кристалу.

Наявність дрейфової швидкості \vec{v}_d , спричиняє утворення потоку частинок. При цьому відбувається перенесення електрики, теплоти (енергії) тощо. Отже, сукупність носіїв зарядів у кристалах, за наявності дрейфових полів, перетворюється у великий канонічний нерівноважний ансамбль із змінною кількістю частинок.

Такий канонічний ансамбль характеризується великим термодинамічним потенціалом Гіббса

$$\Omega = -2kT \sum_{\vec{p}} \ln \left\{ 1 + \exp \left(\frac{\mu + \Delta\mu(\vec{p}, E\vec{d}, \vec{B}) - \varepsilon_{\vec{p}}}{kT} \right) \right\}. \quad (3.3)$$

В цій формулі \vec{p} – хвильовий вектор носія заряду, $\varepsilon_{\vec{p}}$ – закон дисперсії носіїв зарядів, а $\Delta\mu(\vec{p}, E\vec{d}, \vec{B})$ – зміна хімічного потенціалу однієї частинки під дією збурень, які виводять кристал із стану термодинамічної рівноваги та під дією вектора індукції магнітного поля, в якому знаходиться кристал. У відсутності таких збурень $\Delta\mu(\vec{p}, E\vec{d}, \vec{B}) = 0$. Значення $\Delta\mu(\vec{p}, E\vec{d}, \vec{B})$ розраховане у роботі [173].

В роботі [173] за допомогою великого термодинамічного потенціалу Гіббса (3.3) були обгрунтовані загальновідомі рівняння термодинаміки незворотних процесів:

$$\vec{E} = (\rho_{ij}(\vec{B}))\vec{j} + R(\vec{B}) \cdot [\vec{B} \times \vec{j}] + (\alpha_{ij}(\vec{B}))\nabla_{\vec{r}} T + N(\vec{B})[\vec{B} \times \nabla_{\vec{r}} T] \quad (3.4)$$

$$\vec{q} = (\pi_{ij}(\vec{B}))\vec{j} + P(\vec{B}) \cdot [\vec{B} \times \vec{j}] - (\chi_{ij}(\vec{B}))\nabla_{\vec{r}} T + S(\vec{B})[\vec{B} \times \nabla_{\vec{r}} T] \quad (3.5)$$

Ці рівняння описують відгук провідного середовища на дію електричного поля, градієнта температури, і магнітного поля, яке характеризується вектором індукції \vec{B} . В цих рівняннях \vec{j} – це вектор густини електричного струму в кристалі, а квадратними дужками позначені векторні добутки відповідних векторів. Симетричні тензори $(\rho_{ij}(\vec{B}))$, $(\alpha_{ij}(\vec{B}))$, $(\pi_{ij}(\vec{B}))$, $(\chi_{ij}(\vec{B}))$ – тензори питомого опору, коефіцієнта ефекту Зеебека, ефекту Пельтьє і питомої теплопровідності кристала, відповідно, які необхідно експериментально визначати, або теоретично розраховувати. Вони є парними функціями вектора магнітної індукції.

Коефіцієнти $R(\vec{B})$ і $P(\vec{B})$ – це коефіцієнти поперечних гальваномагнітних ефектів Холла і Етінгсгаузена, а коефіцієнти $N(\vec{B})$ і $S(\vec{B})$ – коефіцієнти поперечних термомагнітних ефектів Нернста–Етінгсгаузена і Рігі–Ледюка. Вони є парними скалярними функціями вектора магнітної індукції в ізотропних кристалах, тобто:

$$\begin{aligned} R(\vec{B}) &= R(-\vec{B}), & P(\vec{B}) &= P(-\vec{B}), \\ N_{ij}(\vec{B}) &= N(\vec{B}) = N(-\vec{B}), & S(\vec{B}) &= S(-\vec{B}). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Аналіз рівнянь (3.4), (3.5) показує, що ізотропний кристал поміщений в магнітне поле стає анізотропним, а відносно прості явища електропровідності і теплопровідності в кристалі ускладнюються. В цьому випадку появляються додаткові поперечні гальваномагнітні і термомагнітні ефекти.

Кінетичні тензори і коефіцієнти, які входять в рівняння (3.4) та (3.5), крім визначення природи важливих властивостей провідного середовища, мають широке прикладне значення в сучасній твердотільній електроніці для виготовлення різних приладів, сенсорів та вимірювальних систем.

Приведені в даній роботі розрахунки показують, що вісім різних кінетичних властивостей провідних кристалів, (чотири різні тензори та чотири різні коефіцієнти), повністю описують явища перенесення електрики та тепла носіями струму в кристалі. Всі ці властивості мають сильну залежність від механізмів розсіювання носіїв зарядів на дефектах кристалічної ґратки та від закону дисперсії носіїв струму.

В кристалах з макроскопічними розмірами (3D–кристали) їх кінетичні властивості від розмірів не залежать, а в тонкоплівкових кристалах з мікроскопічними товщинами d (2D–кристали) [174] і в НК з мікроскопічними діаметрами d ниток (1D–кристали) спостерігається кореляційна залежність їх кінетичних властивостей від величини d .

Усі кінетичні властивості всіх класів кристалів (3D, 2D, 1D) описуються загальними кінетичними функціоналами $\Phi(B, \mu, T)_{3D}$, $\Phi(B, \mu, T)_{2D}$, $\Phi(B, \mu, T)_{1D}$, які, відповідно, мають такі значення:

$$\Phi(B, \mu^*, T)_{3D} = J(i, j, B, \mu^*, T)_{3D} \quad (3.7)$$

$$\Phi(B, \mu, T)_{2D} = J(i, j, B, \mu^*, T)_{3D} \left[1 - \frac{1}{2d} \cdot \frac{J(i, j, B, \mu^*, T)_{2D}}{J(i, j, B, \mu^*, T)_{3D}} \right] \quad (3.8)$$

$$\Phi(B, \mu, T)_{1D} = J(i, j, B, \mu^*, T)_{3D} \left[1 - \frac{1}{d} \cdot \frac{J(i, j, B, \mu^*, T)_{2D}}{J(i, j, B, \mu^*, T)_{3D}} \left(1 - \frac{1}{2d} \cdot \frac{J(i, j, B, \mu^*, T)_{1D}}{J(i, j, B, \mu^*, T)_{2D}} \right) \right] \quad (3.9)$$

В цих розрахункових алгоритмах використані такі позначення:

$$J(i, j, B, \mu^*, T)_{3D} = \int_0^{\infty} \left(\frac{\varepsilon}{kT} \right)^i \frac{u(\varepsilon)^l}{1 + (u(\varepsilon)B)^2} G(\varepsilon)_{3D} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon \quad (3.10)$$

$$J(i, j, B, \mu^*, T)_{2D} = \int_0^{\infty} \left(\frac{\varepsilon}{kT} \right)^i \frac{u(\varepsilon)^l}{1 + (u(\varepsilon)B)^2} G(\varepsilon)_{2D} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon \quad (3.11)$$

$$J(i, j, B, \mu^*, T)_{1D} = \int_0^{\infty} \left(\frac{\varepsilon}{kT} \right)^i \frac{u(\varepsilon)^l}{1 + (u(\varepsilon)B)^2} G(\varepsilon)_{1D} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon \quad (3.12)$$

В наведених формулах нижній індекс ND означає вид кристала, для якого розрахована відповідна функція; так наприклад, кристали з трьохмірними макроскопічними розмірами характеризуються індексом 3D, тонкоплівкові кристали з мікроскопічною товщиною плівки – 2D, а ниткоподібні кристали – 1D.

Функціонали в формулах (3.7–3.9) необхідно застосовувати для розрахунків кінетичних властивостей кристалів різної розмірності.

Загальні функціонали (3.8) та (3.9) відповідно мають фізичний зміст лише при таких розрахункових умовах для 2D структур [14]:

$$d > \frac{1}{2} \cdot \frac{J(i, j, B, \mu^*, T)_{2D}}{J(i, j, B, \mu^*, T)_{3D}} \quad (3.13)$$

і для 1D кристалів [14]:

$$d > \frac{1}{a} \cdot \frac{J(i, j, B, \mu^*, T)_{2D}}{J(i, j, B, \mu^*, T)_{3D}} \left(1 - \frac{1}{2a} \cdot \frac{J(i, j, B, \mu^*, T)_{1D}}{J(i, j, B, \mu^*, T)_{2D}} \right) \quad (3.14)$$

Детальні розрахунки за цими формулами приводять до такої фундаментальної нерівності:

$$d > A \cdot \lambda_D(T) \quad (3.15)$$

В цій формулі: A – це безрозмірна константа величиною порядку одиниці, $\lambda_D(T)$ – довжина теплової хвилі де-Бройля.

Остання нерівність показує, що функціонали (3.8) і (3.9) адекватно описують кінетичні властивості плівок 2D та ниткоподібних кристалів 1D при умові, що їх товщини відповідають умові:

$$0 < A_{2,1} \cdot \left(\frac{\lambda_D(T)}{d} \right) \ll 1 \quad (3.16)$$

і ця товщина повинна мати мікроскопічні розміри, бо в іншому випадку просторове квантування спектру носіїв струму в кристалах зникає і 2D та 1D кристали поступово переходять в 3D кристал. В цьому випадку $\left(\frac{\lambda_D(T)}{d} \right) \ll 1$, тому функціонали (3.8) і (3.9) співпадають з функціоналом (3.7).

Статистичні розрахунки показують, що в ізотропних кристалах з ізотропним параболічним законом дисперсії функціонали (3.7–3.9) описуються такими формулами [14]:

$$\Phi(B, \mu^*, T)_{3D} = N_C(T) U(r, T)^j I(i, j, B, \mu^*, T)_{3D} \quad (3.17)$$

$$\Phi(B, \mu^*, T)_{2D} = J(i, j, B, \mu^*, T)_{3D} \left[1 - \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \cdot \frac{I(i, j, B, \mu^*, T)_{2D}}{I(i, j, B, \mu^*, T)_{3D}} \left(\frac{\lambda_D}{d} \right) \right] \quad (3.18)$$

$$\Phi(B, \mu^*, T)_{1D} = J(i, j, B, \mu^*, T)_{3D} \times \left[1 - \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{I(i, j, B, \mu^*, T)_{2D}}{I(i, j, B, \mu^*, T)_{3D}} \left(\frac{\lambda_D}{d} \right) \left(1 - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \cdot \frac{I(i, j, B, \mu^*, T)_{1D}}{I(i, j, B, \mu^*, T)_{2D}} \left(\frac{\lambda_D}{d} \right) \right) \right] \quad (3.19)$$

У формулах (3.16–3.18) використані як позначення:

$$N_C(T)_{3D} = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi m m^* kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (3.20)$$

$$I(i, j, B, \mu^*, T)_{3D} = \int_0^\infty \frac{x^{(i+j-\frac{1}{2}+\frac{3}{2})}}{1+(u(x)B)^2} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) dx, \quad (3.21)$$

$$I(i, j, B, \mu^*, T)_{2D} = \int_0^\infty \frac{x^{(i+j-\frac{1}{2}+1)}}{1+(u(x)B)^2} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) dx, \quad (3.22)$$

$$I(i, j, B, \mu^*, T)_{1D} = \int_0^\infty \frac{x^{(i+j-\frac{1}{2}+\frac{1}{2})}}{1+(u(x)B)^2} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) dx. \quad (3.23)$$

Застосуємо приведені розрахункові алгоритмічні формули для короткого аналізу експериментальних досліджень МО НК Si.

Аналіз даних МО показує, що товщина d НК відповідає такій умові:

$$\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{I(i, j, B, \mu^*, T)_{2D}}{I(i, j, B, \mu^*, T)_{3D}} \left(\frac{\lambda_D}{d} \right) \left(1 - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \cdot \frac{I(i, j, B, \mu^*, T)_{1D}}{I(i, j, B, \mu^*, T)_{2D}} \left(\frac{\lambda_D}{d} \right) \right) \ll 1, \quad (3.24)$$

В зв'язку з цим, опір та відносний МО кристалів описуються формулами, як для 3D кристалів:

$$\rho(B) = \frac{1}{en} \cdot \frac{J(0,0, \mu^*, T)_{3D}}{J(0,1, B, \mu^*, T)_{3D} \Delta(B_3)} \quad (3.25)$$

$$\frac{\Delta(\rho(B))}{\rho(0)} = \frac{(\rho(B) - \rho(0))}{\rho(0)} = \left(\frac{\rho(B)}{\rho(0)} - 1 \right) \quad (3.26)$$

За формулами (3.25), (3.26) розрахуємо питомий МО та відносний МО кристала для *слабкого магнітного поля*, коли виконується умова $(u(x)B)^2 \ll 1$. Тоді, після нескладних розрахунків, маємо [14]:

$$\rho(B) \cong \rho(0) = \frac{1}{en} \cdot \frac{J(0,0, \mu^*, T)_{3D}}{J(0,1, \mu^*, T)_{3D}} = \frac{1}{en U_D(\mu^* T)}, \quad (3.27)$$

де $U_D = \frac{J(0,1, \mu^*, T)_{3D}}{J(0,0, \mu^*, T)_{3D}}$ – дрейфова рухливість, а відносний МО дорівнює:

$$\frac{\Delta(\rho(B))}{\rho(0)} = \frac{(\rho(B) - \rho(0))}{\rho(0)} = \left(\frac{\rho(B)}{\rho(0)} - 1 \right) = \frac{R(\mu^*, T)^2}{\rho(0)^2} \cdot f_\rho(\mu^*, T) \cdot B^2 \quad (3.28)$$

$$f_\rho(\mu^*, T) = \left[\frac{J(0,1, B, \mu^*, T)_{3D} J(0,3, B, \mu^*, T)_{3D}}{J(0,2, B, \mu^*, T)_{3D}^2} \right]_{B_3=0} = \frac{I(0,1, \mu^* T)_{3D} I(0,3, \mu^* T)_{3D}}{I(0,2, \mu^* T)_{3D}^2} \quad (3.29)$$

$$f_\rho(\mu^*, T) = \left[\frac{J(0,1, B, \mu^*, T)_{3D} J(0,3, B, \mu^*, T)_{3D}}{J(0,2, B, \mu^*, T)_{3D}^2} \right]_{B_3=0} = \frac{F_{(r+1)}(\mu^*) F_{(3r)}(\mu^*)}{F_{(2r+\frac{1}{2})}(\mu^*)^2} \quad (3.30)$$

У формулах функція $f_\rho(\mu^*, T)$ називається фактором розсіювання відносного МО, і має вигляд (3.9). А для кристалів з параболічним законом дисперсії $f_\rho(\mu^*, T)$ – (3.30).

В формулі (3.30) $F_{(z)}(\mu^*)$ – це відомий інтеграл Фермі, який має такі асимптотичні властивості [14]:

$$\begin{aligned} F_{(z)}(\mu^*) &\cong \Gamma(z+1)\exp(\mu^*) \quad \text{для } \mu^* \leq -4; \\ F_{(z)}(\mu^*) &\cong (\mu^*)^z \quad \text{для } \mu^* > 4, \end{aligned} \quad (3.31)$$

$\Gamma(z)$ – гамма-функція Ейлера, а показник r характеризує механізм розсіювання носіїв струму на дефектах кристалічної ґратки.

Отже, згідно з формулою (3.26) відносний МО кристала дорівнює:

$$\frac{\Delta(\rho(B))}{\rho(0)} = \frac{R(\mu^*, T)^2}{\rho(0)^2} \cdot \frac{F_{(r+1)}(\mu^*)F_{(3r)}(\mu^*)}{F_{(2r+1/2)}(\mu^*)^2} \cdot B^2 \quad (3.32)$$

Ця формула за вимірюваннями відносного МО дає можливість розрахувати коефіцієнт Холла R_H для травлених НК (рис. 3.8, крива 1), в яких класичним методом виміряти цей коефіцієнт складно.

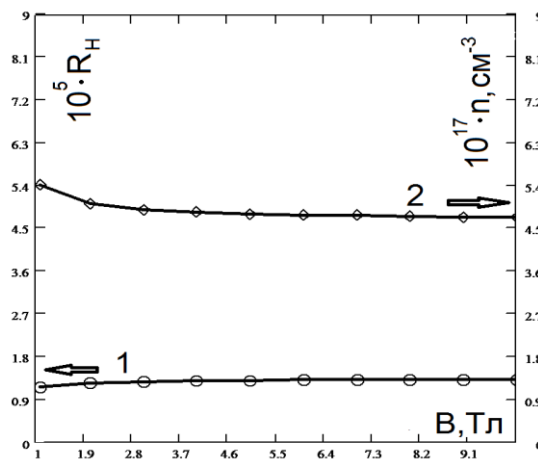


Рис. 3.8. Теоретично розраховані залежності коефіцієнта Холла (1) та концентрації носіїв струму (2) для травлених НК Si при температурі рідкого гелію.

В досліджуваних кристалах має місце умова екранування мілких акцепторів дірками. При температурі рідкого гелію, як показують оцінки, в об'ємі кристала концентрація носіїв струму порядку $5,4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3.8, крива 2) і всі вони іонізовані.

Для кристалів з невиродженими носіями струму, коли $\mu^* < -4$, маємо [14]:

$$\left(\frac{\Delta(\rho(B))}{\rho(0)} \right)_{\mu^* < -4} = \frac{R_H(\mu^*, T)^2}{\rho(0)^2} \cdot \frac{\Gamma(r+2)\Gamma(3r+1)}{\Gamma(2r + \frac{3}{2})^2} \cdot B^2, \quad (3.33)$$

Для масивних кристалів в класично сильному магнітному полі $(u(x)B)^2 \gg 1$, тому питомий МО і відносний МО мають такі значення [14]:

$$\rho(B) = \frac{1}{en} \cdot \frac{J(0,1,\mu^*,T)_{3D}}{J(0,0,\mu^*,T)_{3D}} = \frac{1}{enU_H(\mu^*,T)}, \quad (3.34)$$

де $U_H(\mu^*,T) = \frac{J(0,0,\mu^*,T)_{3D}}{J(0,-1,\mu^*,T)_{3D}}$ – холлівська рухливість в сильному магнітному полі,

$$\frac{\Delta(\rho(B))}{\rho(0)} = \frac{(\rho(B) - \rho(0))}{\rho(0)} = \left(\frac{\rho(B)}{\rho(0)} - 1 \right) = \left(\frac{U_D(\mu^*,T)}{U_H(\mu^*,T)} - 1 \right) \quad (3.35)$$

Приведені розрахунки показують, що в слабкому магнітному полі відносний МО пропорційний квадрату магнітної індукції B^2 , а в сильному магнітному полі цей МО досягає стаціонарного значення і дорівнює $\left(\frac{U_D(\mu^*,T)}{U_H(\mu^*,T)} - 1 \right)$ [14].

Наведена теоретична концепція дає можливість якісно пояснити експериментальні залежності опору від температури та індукції магнітного поля в інтервалі $0 \div 14$ Тл для травлених НК на основі Si р-типу провідності, які добре узгоджуються з експериментальними даними.

У вихідних НК з нерівномірним розподілом домішки струмоперенесення відбувається у приповерхневому шарі кристала, який, очевидно, сильнозбагачений домішками. Натомість струмоперенесення в остові кристалу практично відсутнє і не відіграє суттєвої ролі.

Для опису польових залежностей МО вихідних НК необхідно враховувати наявність струмоперенесення у тонкому обмеженому (порядку 100 нм) приповерхневому шарі кристала. У цьому випадку з певним ступенем наближення доцільно використовувати формулу (3.18) для розрахунку густини струму у двохвимірній структурі. В кристалах із сильновиродженими носіями струму ($\mu^* > +4$), МО має таке значення [14]:

$$\left(\frac{\Delta(\rho(B))}{\rho(0)} \right)_{\mu^* > +4} = \frac{R(\mu^*, T)^2}{\rho(0)^2} \cdot \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{I(i,j,B,\mu^*,T)_{2D}}{I(i,j,B,\mu^*,T)_{3D}} \left(\frac{\lambda_D}{d} \right) B^2 \quad (3.36)$$

Ця формула якісно добре описує експериментальні залежності МО (рис. 3.7, крива 1). При температурі рідкого гелію, як показують оцінки, в приповерхневому шарі кристала існує порядку $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ дірок.

В результаті проведених нами досліджень температурних залежностей опору НК Si p-типу провідності в інтервалі температур $4,2 \div 77 \text{ К}$ було зроблено висновок, що НК мають нерівномірний радіальний розподіл домішки бору, який зумовлює особливості струмоперенесення в приповерхневому шарі, характерне для металевому типу провідності [14]. Показано, що опір зразка різко збільшується при стравлюванні приповерхневого шару, а в подальшому виходить на насичення.

Після стравлювання поверхневого шару кристалу виявлено типовий напівпровідниковий хід їх температурної залежності опору в усьому досліджуваному інтервалі температур. Опір цих НК істотно зменшується в температурному інтервалі $4,2 \div 10 \text{ К}$, а далі майже не залежить від температури аж до 77 К . Встановлено, що в інтервалі температур $10 \div 77 \text{ К}$ концентрація некомпенсованих акцепторів становить порядку $5,4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ і вони всі іонізовані, а дірки вироджені [14].

Отже, проведено дослідження електропровідності та МО НК Si, легованих бором, до концентрації, що відповідає близькості до ПМД у діапазоні магнітних полів $0 \div 14 \text{ Тл}$ при температурах $4,2 \div 77 \text{ К}$. За допомогою великого термодинамічного потенціалу Гіббса були обґрунтовані кінетичні тензори узагальнених термодинамічних рівнянь електропровідності. Показано вплив просторового квантування в 2D та 1D кристалах на їх фундаментальні кінетичні властивості. Встановлено, що мікрочистал є природною радіальною «гетероструктурою» із різним вмістом легуючої домішки в ядрі та оболонці. На основі порівняння теоретично розрахованих та експериментально виміряних польових залежностей МО виявлено, що вміст домішки в оболонці відповідає металевому боку ПМД і становить $N_a \sim 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а в ядрі кристала – діелектричному боку переходу ($N_a = 5,4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

3.2.3. Ефект слабкої локалізації в НК Si

Результати експериментальних досліджень впливу одновісної деформації - $3,81 \times 10^{-3}$ відн.од. на характер польових залежностей поздовжнього МО НК Si р-типу провідності з концентрацією легуючої домішки бора $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає близькості до ПМД з діелектричного боку переходу, наведені на рис. 3.9 при температурі 4,2 К і магнітних полях з індукцією $0 \div 14$ Тл [77].

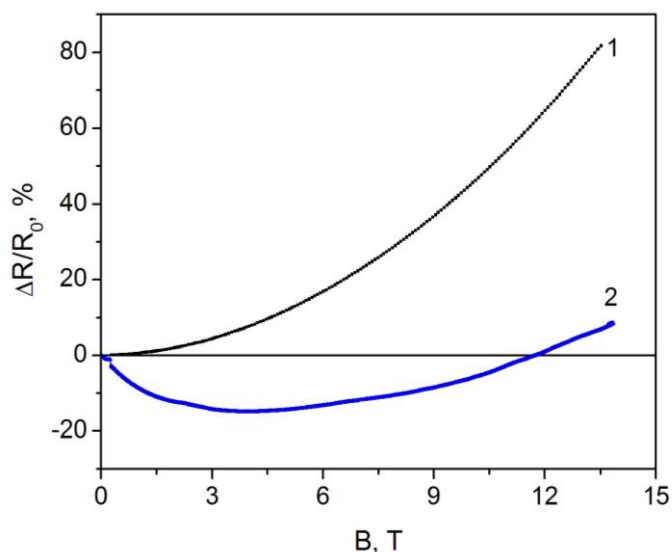


Рис. 3.9. Польові залежності поздовжнього МО НК Si з концентрацією бора $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при температурі 4,2 К для НК: 1 – недеформованих; 2 – деформація стиску $-3,81 \times 10^{-3}$ відн.од.

Як видно з рисунка, недеформовані НК мають квадратичну залежність МО від індукції магнітного поля (рис. 3.9, крива 1), в той час як деформація приводить до появи ВМО. Значення ВМО у деформованих НК Si при температурі рідкого гелію досягають 20 % і ВМО спостерігається в магнітних полях з індукцією $0 \div 12$ Тл (рис. 3.9, крива 2). Можливими причинами виявленого ефекту ВМО можуть бути: а) сильнодефектна структура НК; б) наявність магнітних домішок; в) розмірний ефект; г) ефект слабкої локалізації носіїв заряду. НК мають ідеальну кристалічну структуру об'єму і поверхні відповідно до умов їх росту згідно механізму ПРК. НК не мають магнітних домішок, відповідно до структурних досліджень за допомогою діамантної намагніченості, а через великі розміри НК (порядку 30 мкм в діаметрі) квантово-розмірний ефект навряд чи відповідає за

спостережуваний ВМО. Тому основною причиною ефекту ϵ , ймовірно, слабка локалізація носіїв заряду [77]. Пропонуємо використати цю модель для опису поведінки досліджуваних НК Si.

Згідно моделі слабкої локалізації [175] теоретична залежність нормалізованої магнітопровідності $\Delta\sigma(B)/G_0$ має такий вигляд:

$$\frac{\sigma(B)}{G_0} = \frac{\sigma(0)}{G_0} + \frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = \frac{\sigma(0)}{G_0} + f\left(\frac{B}{H_{so} + H_\varphi}\right) + \frac{1}{2}f\left(\frac{B}{2H_{so} + H_\varphi}\right) - \frac{1}{2}f\left(\frac{B}{H_\varphi}\right), \quad (3.37)$$

де B – індукція магнітного поля, β - фактор, що визначає значення корекції Макі-Томпсона. Відповідно, квантова провідність:

$$G_0 = e^2 / 2\pi h. \quad (3.38)$$

Формулу (3.37) Хікамі-Ларкіна-Нагаока згідно [176] використовують для перевірки даної теорії.

Функція $f(x)$ визначається Дігамма-функцією $\Psi(z)$:

$$f(z) = \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) + \ln(x) \quad (3.39)$$

Параметр H_φ пов'язаний із часом збою фази τ_φ хвильової функції електрона за рахунок непружного розсіяння викликаного електрон-електронною або електрон-фононою взаємодією:

$$H_\varphi = \hbar c / 4eD\tau_\varphi. \quad (3.40)$$

Відповідно, параметр H_{so} – пов'язаний із часом збою фази τ_{so} , спричиненого спін-орбітальною взаємодією електрона:

$$H_{so} = \hbar c / 4eD\tau_{so}. \quad (3.41)$$

де c - швидкість світла, D - коефіцієнт дифузії.

Далі, необхідно розглянути умову $\beta \rightarrow 0$. У цьому випадку зміна провідності в магнітному полі, нормалізована за величиною G_0 , визначалась згідно експериментальних залежностей МО НК антимоніду галію таким чином:

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = \frac{\sigma(0)}{G_0} \left(\frac{\Delta R(B)}{R(0)} + (\mu H)^2 \right), \quad (3.42)$$

де μ - це рухливість Холла і H - напруженість магнітного поля.

На рис. 3.10 наведено залежності зміни магнітопровідності від магнітного поля для НК Si з концентрацією бору $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при температурі в порівнянні з теоретичними даними.

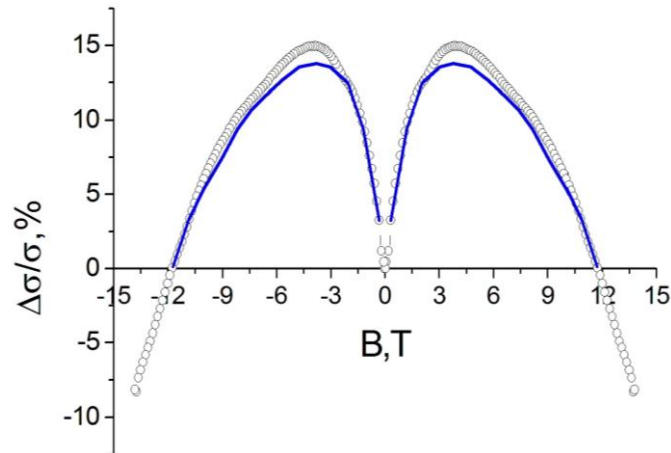


Рис. 3.10. Залежності зміни поздовжньої магнітопровідності від магнітного поля у НК Si з концентрацією бору $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при температурі 4,2 К у порівнянні з теоретичною кривою (суцільна лінія).

Як видно з рис. 3.10, при температурах 4,2 К спостерігається добрий збіг експериментальних і теоретичних даних. Як зазначалось вище, отримані параметри H_ϕ і H_{so} залежать від часу збою фази τ_ϕ і τ_{so} , відповідно, згідно виразів (3.40) і (3.41) і дозволяють отримати довжину когерентності L_ϕ , а також довжину спіно-орбітальної взаємодії L_{so} , використовуючи вирази:

$$L_\phi^2 = D\tau_\phi = 4 \frac{e}{\hbar c} H_\phi \quad (3.43)$$

$$L_{so}^2 = D\tau_{so} = 4 \frac{e}{\hbar c} H_{so} \quad (3.44)$$

Відомо, що згідно даних [177], для одновимірної системи довжина когерентності L_ϕ пропорційна $T^{-1/3}$, а для двовимірної - $T^{-1/2}$. Довжина когерентності L_ϕ є пропорційною $T^{-0,53}$ і довжина спіно-орбітальної взаємодії L_{so} пропорційна $T^{-0,45}$, що є близьким до $T^{-1/2}$ і, як зазначено вище, що очікувано відповідає двовимірній системі. Цей факт дозволяє нам зробити висновок про те, що провідність Si в основному реалізується в приповерхневих шарах НК [77].

Відповідно до механізму спінової декогерентності Дьяконова-Переля [178]:

$$dL_{so} = \sqrt{12} L_\Omega^2 \quad (3.45)$$

де d – діаметр НК, L_Ω - це довжина спінової взаємодії з частотою обертання спіна Ω в процесі спін-орбітальної взаємодії. Довжина спінової взаємодії розрахована згідно отриманих даних у відповідності з співвідношенням (3.45) і для досліджуваних НК Si становить $L_\Omega = 65$ нм [77]. Враховуючи рівняння

$$L_\Omega = \frac{\hbar}{2m^* \alpha} , \quad (3.46)$$

і значення ефективної маси, визначене з [179] нами розраховано параметр Рашби спін-орбітальної взаємодії α , який дорівнює 5×10^{-15} еВ×м, що добре узгоджується з літературними даними для квантових точок Si 4×10^{-15} еВ×м [180].

Підставляючи значення хвильового числа $k_F = 5 \times 10^8$ м⁻¹ і параметра Рашби спін-орбітальної взаємодії α в співвідношення виду

$$\Delta_{so} = 2k_F \alpha \quad (3.47)$$

для НК Si можна отримати енергію спінового розщеплення Δ_{so} , яка дорівнює 1,8 меВ [77].

Таким чином, можна зробити висновок, що у НК Si р-типу провідності з концентрацією в околі ПМД (2×10^{18} см⁻³) має місце експериментальне спостереження слабкої локалізації носіїв заряду, яка, ймовірно, виникає внаслідок утворення двовимірного 2D каналу в поверхневій провідності кристалів [77], що зумовлює появу великих значень ВМО до 15% в магнітних полях 0 ÷ 14 Тл. Встановлено вплив деформації на спін-орбітальне розщеплення та спектр валентної зони НК Si. Виявлене завдяки кр-методу істотне розщеплення гілок легких і важких дірок, дозволило отримати енергію спін-орбітального розщеплення підзони важких дірок $\Delta_{SO} = 1,8$ меВ.

3.2.4. Магнітоопір і п'єзомагнітоопір НК Ge при 4,2 К

Дослідження МО НК Ge р-типу провідності проводились на сильнолегованих НК із концентрацією домішки галію, близькою до критичної концентрації ПМД, що становить $1,4 \times 10^{17}$ см⁻³, як з металевого, так і діелектричного боку переходу.

На рис. 3.11 наведені результати вимірювання залежностей МО від індукції магнітного поля для трьох вільних (недеформованих) НК Ge, легованих галієм до концентрацій $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. У цих НК Ge р-типу провідності при температурі рідкого гелію в області слабких магнітних полів спостерігався ВМО, який при збільшенні індукції магнітного поля переходив у позитивний. Із результатів експериментальних досліджень, наведених на рис. 3.11 зрозуміло, що значення МО цих НК Ge зростає зі зменшенням рівня їх легування галієм, а ВМО спостерігається в ширшому діапазоні індукції магнітних полів із зменшенням концентрації легуючої домішки НК.

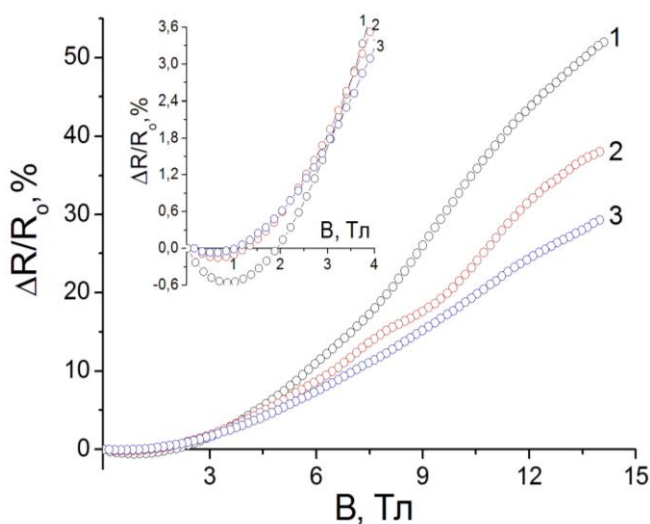


Рис. 3.11. Польові залежності поперечного МО для недеформованих НК Ge р-типу провідності з концентрацією галію, см^{-3} : 5×10^{16} (1), 2×10^{17} (2) та 8×10^{18} (3)

Як відомо [110-112] ефект. ВМО спостерігається при достатньо низьких температурах у сильнолегованих напівпровідниках, із концентрацією домішки, що відповідає металевому боку ПМД. До пояснення ефекту ВМО різні автори застосовують різноманітні теорії, які підтверджуються експериментальними даними в дуже вузькому діапазоні концентрацій легуючих домішок і тільки в монокристалах з одним типом провідності.

Теорія квантових поправок Альтшулера та ін. [111] враховує вплив на величину і знак МО різноманітних механізмів розсіювання, таких як міждолинні

перекиди в багатодолинних напівпровідниках, переходи між зонами легких і важких дірок у напівпровідниках Ge р-типу провідності.

Для пояснення існування ефекту ВМО, який спостерігається в слабких магнітних полях, можна застосувати підхід, що ґрунтується на теорії Андерсонівської локалізації [181]. Оскільки магнітне поле “пригнічує” інтерференцію, то провідність відновлюється під дією магнітного поля:

- У випадку сильного спіно-орбітального розсіювання (при виконанні умови $L_B > L_{SO}$) провідність зменшується з ростом магнітного поля, внаслідок того, що магнітне поле придушує ріст провідності через інтерференцію при спіно-орбітальному розсіюванні.

- Коли магнітне поле стає більшим ($L_B < L_{SO}$) провідність зростає завдяки тому, що ефект локалізації, наслідком якого є зменшення провідності, “пригнічується” магнітним полем.

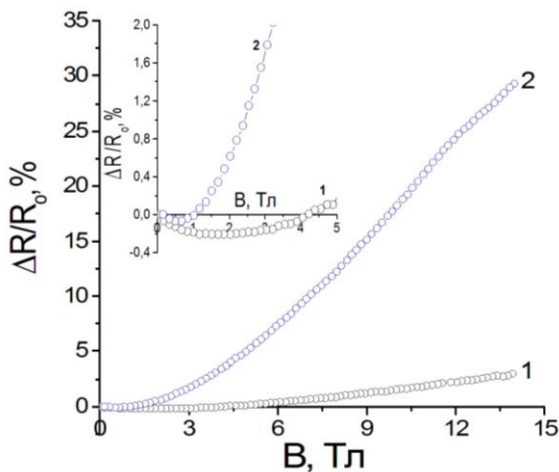


Рис. 3.12. Польові залежності поперечного МО НК Ge з концентрацією галію $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для недеформованих зразків (2) та під дією деформації $-4,4 \times 10^{-3}$ (1) при 4,2 К

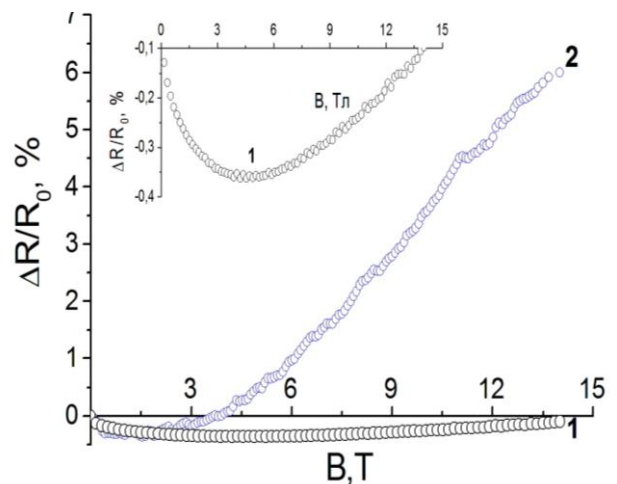


Рис. 3.13. Польові залежності поперечного МО НК Ge з концентрацією галію $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для недеформованих зразків (2) та під дією деформації $-4,4 \times 10^{-3}$ (1) при 4,2К

На рис. 3.12 представлено результати експериментальних досліджень впливу термічної деформації на характер залежностей МО НК Ge р-типу провідності, легованих галієм до концентрації, що відповідає металевому боку ПМД ($N_{Ga} \approx 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

У всіх досліджуваних НК Ge, як вільних, так і закріплених на підкладках із різних матеріалів, при температурі 4,2 К в області відносно слабких магнітних полів спостерігався ВМО, який при збільшенні індукції магнітного поля переходив у позитивний МО [41], подібні результати спостерігались в НК InSb n-типу провідності [47, 146, 147]. Встановлено, що крива залежності МО від індукції магнітного поля для недеформованих НК Ge p-типу провідності з концентрацією легуючої домішки порядку $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ у всьому діапазоні досліджуваних магнітних полів апроксимується наступним виразом:

$$\Delta R(B)/R(0) = 0,1 - 0,6B + 0,5B^2 - 6,3 \cdot 10^{-5} B^5 \quad (3.48)$$

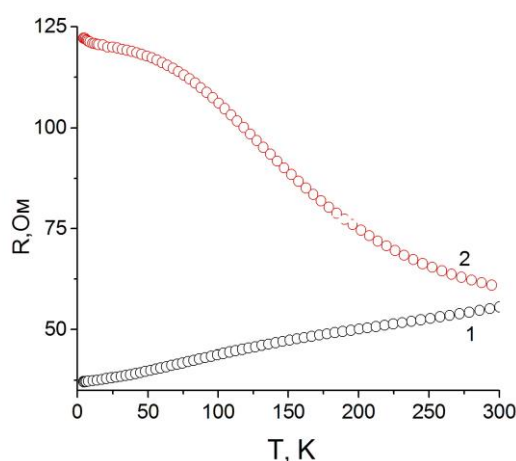


Рис. 3.14. Температурні залежності опору НК Ge p-типу провідності з концентрацією галію $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для недеформованих зразків (1) та під дією деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ (2).

Під дією термічної деформації стиску з боку мідної підкладки відбувається “зрив” металевої провідності НК Ge p-типу провідності, легованих галієм до концентрації $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурі рідкого гелію (рис. 3.14). МО НК Ge p-типу, закріплених на мідних підкладках, які зазнають високих рівнів деформації стиску, є значно меншим у порівнянні з недеформованими зразками (див. рис. 3.13).

На рис. 3.15 представлено результати вимірювань поперечного та поздовжнього МО НК Ge, легованих галієм до концентрацій $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при деформації стиску, закріплених на мідних підкладках. Встановлено, що для цих

НК поздовжній МО є більшим за величиною, ніж поперечний. Також виявлено, що при поздовжньому магнітному полі ВМО спостерігається у більшому діапазоні індукції магнітного поля, ніж при поперечному, аналогічні результати спостерігались в НК Ge-Si р-типу провідності з концентрацією легуючої домішки в околі ПМД [182-184].

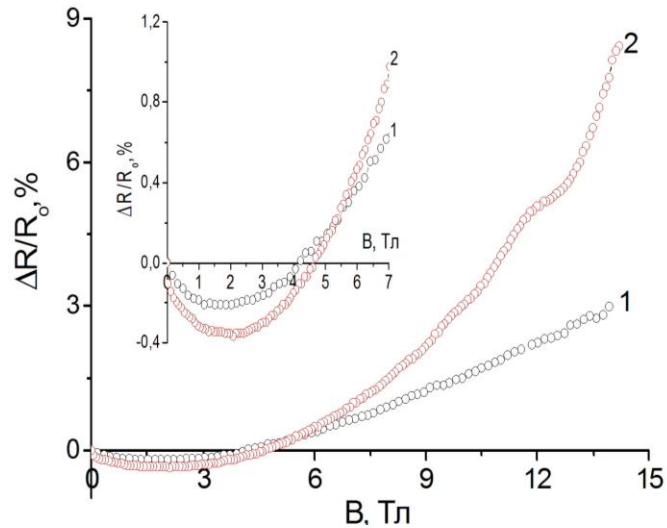


Рис. 3.15. Польові залежності поперечного (1) та поздовжнього (2) МО НК Ge р-типу провідності з концентрацією галію $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ під дією деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ при 4,2 К.

Криву залежності $\Delta R/R_0(B)$ НК Ge із концентрацією галію, що відповідає металевому боку ПМД у поперечному магнітному полі з індукцією до 14 Тл (див. рис. 3.15, крива 1) можна апроксимувати функцією виду:

$$\Delta R(B)/R(0) = -0,2B + 0,1B^2 + 5,3 \cdot 10^{-4} B^4 - 2,3 \cdot 10^{-5} B^5, \quad (3.49)$$

а цього ж зразка у поздовжньому магнітному полі (див. рис. 3.15, крива 2) наступною функцією:

$$\Delta R(B)/R(0) = -0,7B + 0,4B^2 - 0,1B^3 + 2,8 \cdot 10^{-5} B^6. \quad (3.50)$$

Як видно з рис. 3.15, значення МО досліджуваних НК визначається також і напрямком прикладеного магнітного поля. В слабких магнітних полях величина МО сильнолегованих НК Ge р-типу провідності є порівнювано малою, тобто такі зразки майже не змінюють своїх параметрів у діапазоні слабких магнітних полів [47].

3.3. Магнітофононні осциляції магнітоопору в НК германію

В роботі [116] досліджувався вплив одновісної деформації розтягу і стиску на поперечний і поздовжній МО сильнолегованих НК Ge n- і p-типу провідності. Дослідження НК n-Ge виявили, що одновісна деформація розтягу стимулює появу осциляцій МО в поперечному магнітному полі, в той час як дія одновісної деформації стиску приводить до осциляцій МО в поздовжньому магнітному полі, що зумовлено перерозподілом концентрацій електронів між мінімумами зони провідності Ge n-типу під дією деформації. Однак, у даній роботі не було висвітлено вплив температури на поведінку магнітофононних осциляцій сильнолегованих НК Ge n- і p-типу провідності. Всі описані вище дослідження проводились в магнітних полях з індукцією до 14 Тл. Тому нашим завданням є узагальнення і уточнення поведінки МО в сильних магнітних полях з індукцією до 35 Тл, а також вивчення впливу температури на характер магнітофононних осциляцій поперечного і поздовжнього МО в сильнолегованих НК Ge n- і p-типу провідності.

НК Ge, вирощені методом хімічних транспортних реакцій мають форму гексагональних призм із кристалографічним напрямком $\langle 111 \rangle$ та діаметром $20 \div 40$ мкм. Кристали Ge n-типу провідності під час росту легували оловом, а p-типу – галієм. Концентрація легуючої домішки у кристалах відповідала близькості до критичної концентрації ПМД. Як ініціатори росту вводилися домішки золота і платини. Усі НК були слабо компенсовані ($K < 0,01$) [34]. Електричні контакти і струмовиводи до них створювалися імпульсним зварюванням срібного мікродроту з мікрокристалом. Параметри відібраних для досліджень особливостей МО НК Ge n- і p-типу провідності наведені в табл. 1.7.

Одновісне механічне напруження НК Ge створювалось шляхом їх закріплення на підкладках за рахунок різниці коефіцієнтів термічного розширення Ge та матеріалу підкладки. Методику створення механічного напруження НК Ge, описано в підрозділі 1.4.1, а значення розрахованої

термічної деформації при певних фіксованих температурах [30, 31] наведені в табл. 1.5. Зокрема, підкладки кварцу й алюмінію, на яких закріплювались НК, при температурі 4,2 К забезпечували відносну деформацію розтягу $+1,95 \times 10^{-3}$ та стиску $-4,4 \times 10^{-3}$, відповідно.

Вимірювання МО сильнолегованих НК Ge проводили на біттерівському магніті в полях з індукцією до 14 Тл в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К, а в магнітних полях до 35 Тл за допомогою імпульсного магніту при температурі рідкого гелію, згідно методики, описаної в підрозділі 1.4.1. У досліджуваних НК Ge струм пропускався вздовж напрямку [111], а магнітне поле прикладалось у напрямках: $B \parallel [111]$, $B \parallel [110]$ та $B \perp [111]$.

Вимірювання поперечного і поздовжнього МО сильнолегованих НК Ge n- і p-типу провідності з різною концентрацією легуючої домішки (див. табл. 1.7) проводились в магнітних полях з індукцією до 14 Тл та 35 Тл [41].

Нашим першочеровим завданням є узагальнення і уточнення поведінки МО НК Ge n-типу провідності під дією одновісної деформації в сильних магнітних полях з індукцією до 35 Тл для визначення характеру магнітофононної взаємодії, типу внутрідолинних та міждолинних переходів, які відповідають появі осциляційних максимумів на польових залежностях МО, на основі порівняння одержаних результатів з відомими теоретичними та експериментальними даними.

3.3.1. Магнітофононні осциляції в НК Ge n-типу провідності

3.3.1.1. Вплив деформації на характер осциляцій НК Ge

Поперечний МО сильнолегованих НК Ge n-типу провідності з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,008 \div 0,022$ Ом \times см досліджувався при температурі рідкого гелію, як при відсутності деформації (рис. 3.16 та 3.17), так і при деформації НК розтягом і стиском (рис. 3.18).

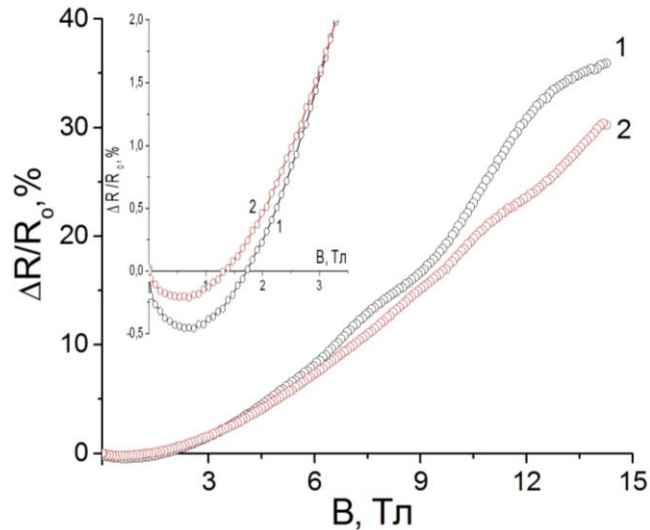


Рис. 3.16. Польові залежності поперечного МО НК Ge n-типу провідності з питомим опором: $\rho_{300\text{K}} = 0,01 \text{ Ом}\times\text{см}$ (1); $\rho_{300\text{K}} = 0,008 \text{ Ом}\times\text{см}$ (2) при температурі 4,2 К

На рис. 3.17 представлено експериментальні залежності поперечного МО недеформованого (крива 1) і при деформації розтягу та стиску (крива 2 і 3) зразка Ge n-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 2\times 10^{-3} \text{ Ом}\times\text{см}$ від індукції магнітного поля при температурі рідкого гелію. На вставці рисунка показано осцилюючу частину поперечного МО як залежність від оберненого магнітного поля. Для цього ж зразка нами проводились дослідження і в поздовжньому магнітному полі (рис. 3.18, крива 1).

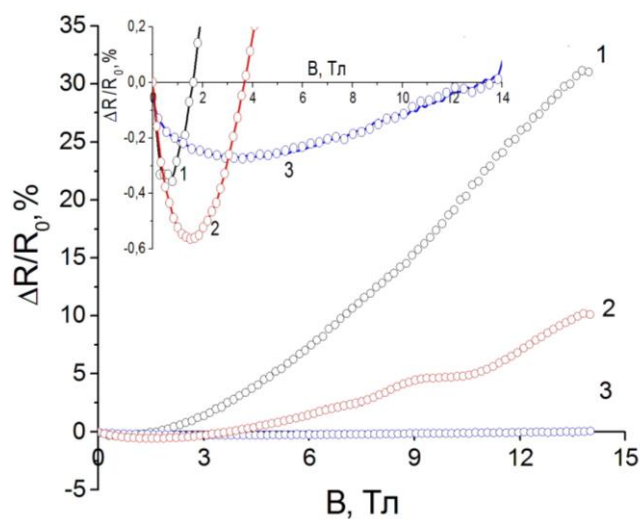


Рис. 3.17. Польові залежності поперечного МО НК Ge n-типу провідності з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,02 \text{ Ом}\times\text{см}$ для недеформованих зразків (1), під дією деформації розтягу $+1,95\times 10^{-4}$ (2) та стиску $-4,4\times 10^{-4}$ (3) при температурі 4,2 К.

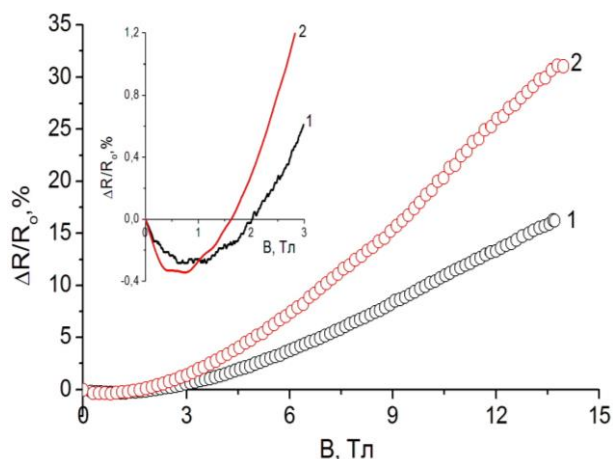


Рис. 3.18. Польові залежності поздовжнього (1) та поперечного (2) МО недеформованих НК Ge n-типу провідності з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ при температурі 4,2 К.

Для недеформованих НК Ge n-типу провідності з питомим опором: $\rho_{300\text{K}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ (рис. 3.18, крива 2) в поперечному магнітному полі виявлені невеликі відхилення від монотонного ходу кривих польових залежностей МО, однак для підтвердження факту наявності осциляційних піків МО необхідно провести додаткові дослідження при вищих магнітних полях. Варто зауважити, що відношення осцилюючої частини МО до монотонної для Ge буде значно меншим, ніж для InSb [48-50], оскільки в германії резонансні механізми розсіювання вносять лише незначний внесок у загальне розсіювання [113]. При дуже низьких температурах амплітуда осциляцій буде визначатися не тепловим розмиттям рівнів Ландау, а їхнім розширенням основним чином внаслідок неборновського розсіювання носіїв заряду на домішках [41, 47].

Як видно з рисунків 3.1 та 3.2, для недеформованих НК Ge n-типу провідності виявлено осциляційні максимуми на залежностях поперечного МО тільки для НК Ge з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,01 \text{ Ом}\times\text{см}$ (рис. 3.16, крива 1), в той час як для НК Ge з меншим рівнем легування сурмою і питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,02 \text{ Ом}\times\text{см}$ деформація розтягу зумовлює появу осциляцій МО (рис. 3.17, крива 2).

Магнітофононні осциляції в поперечному магнітному полі для недеформованих НК Ge n-типу провідності з питомим опором

$\rho_{300\text{K}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ періодичні відносно оберненого поля з періодом $\Delta(1/B)=0,041 \text{ Тл}^{-1}$ та для НК з $\rho_{300\text{K}} = 0,008 \text{ Ом}\times\text{см}$ і $0,01 \text{ Ом}\times\text{см}$ з періодом $\Delta(1/B)=0,04 \text{ Тл}^{-1}$, що підтверджують одну з характерних особливостей магнітофононних осциляцій, що їх період не залежить від концентрації носіїв заряду [41, 46].

Беручи до уваги співвідношення

$$\Delta(1/B) = e/m^*\omega_p, \quad (3.51)$$

де m^* – ефективна маса електрона в певній долині, e – заряд електрона, ω_p – частота фононів, при участі яких відбуваються внутрідолинні, чи міждолинні переходи електронів, були визначені переходи у недеформованих НК Ge.

Виявлені нами два піки осциляційних максимумів поперечного МО для НК Ge n-типу провідності з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ під дією деформації розтягу періодичні як $\Delta(1/B)=0,042 \text{ Тл}^{-1}$ (рис. 3.19,а, крива 2), а при деформації стиску в поздовжньому магнітному полі виявлено чотири осциляційних мінімуми з періодом $\Delta(1/B)=0,025 \text{ Тл}^{-1}$ (рис. 3.19,б, крива 1).

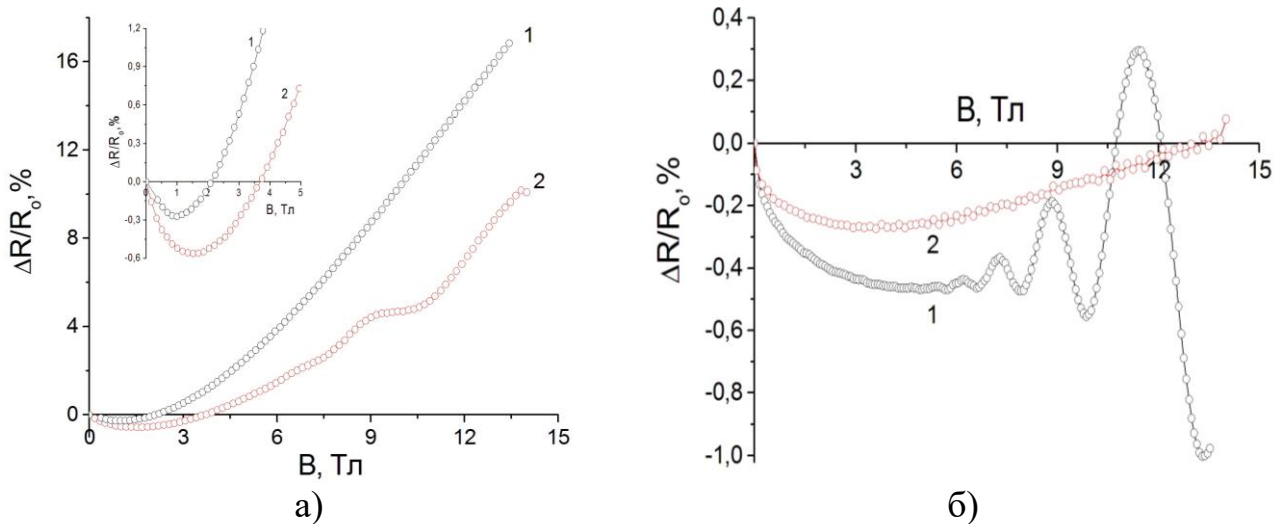


Рис. 3.19. Польові залежності поздовжнього (1) та поперечного (2) МО НК Ge n-типу провідності з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ при температурі 4,2 К під дією деформації а) розтягу $+1,95 \times 10^{-3}$ відн. од. і б) стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ відн. од.

Піки із максимумами магнітофононних осциляцій у поперечному магнітному полі для НК Ge n-типу провідності з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ під дією деформації розтягу (див. рис. 3.19,а, крива 2)

зумовлені внутрідолинними переходами між рівнями Ландау в долині з циклотронною ефективною масою легких електронів $m_L = 0,082m_0$ при участі поперечного оптичного фонона з енергією $E_{TO} = 36,15$ меВ у L-точці зони Бріллюена [185].

Виявлені осциляції поздовжнього МО для цього ж зразка при деформації стиску (див. рис. 3.19,б, крива 1) поєднують характерні ознаки як магнітофононних, так і осциляцій Шубнікова – де Гааза. Автори [113, 119] спостерігали осциляції поздовжнього МО такого типу на вироджених НК n-GaSb, n-HgTe, на їх думку, в такому випадку основний внесок в опір вносить пружне розсіювання на іонах домішки і в квантуючих магнітних полях основними будуть осциляції Шубнікова – де Гааза. Магнітофононні осциляції будуть проявлятися як невеликі “спотворення” на фоні осциляцій Шубнікова – де Гааза. Амплітуда осциляцій з ростом температури суттєво зменшується, а так звані “спотворення” на їх фоні, стають помітнішими при підвищенні температури від 4,2 К до 56 К.

Як видно з рис. 3.17 і рис. 3.19, прикладання одновісної деформації розтягу на НК Ge n-типу провідності з $\rho_{300K} = 2 \times 10^{-3}$ Ом×см стимулює появу осциляцій МО в поперечному магнітному полі, а одновісної деформації стиску – навпаки в поздовжньому полі. Такий прояв впливу одновісної деформації розтягу і стиску на характер магнітофононних осциляцій можна пов'язати з міжмінімумним перерозподілом концентрації електронів у зоні провідності [62]. Крім того, вплив відносної деформації розтягу $+1,95 \times 10^{-3}$ зумовлює незначне зменшення частоти оптичного фонона [186] $E_{TO} = 36,05$ меВ, що приводить до незначної зміни періоду осциляцій МО $\Delta(1/B) = 0,041$ Тл⁻¹. А під дією деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ у цих НК Ge відбувається ПМД із металевого боку в діелектричний, що зумовлює зміну характеру їх температурної залежності опору (рис. 3.20). У цьому випадку вплив деформації приводить до зняття виродження та розщеплення ізоелектронних долин на долини з циклотронною ефективною масою легких та важких електронів, які відповідають напрямку поширення носіїв заряду в кристалі. Наприклад, циклотронні ефективні маси важких і легких електронів у напрямку [111] становлять $m_H = 0,207m_0$ та $m_L = 0,082m_0$, відповідно.

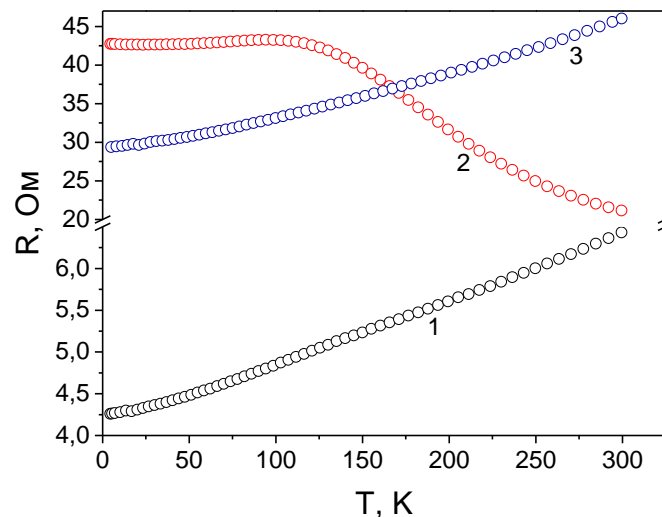


Рис. 3.20. Температурні залежності опору НК Ge n-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 2 \times 10^{-3} \text{ Ом} \times \text{см}$ для недеформованих зразків (1), під дією деформації стиску $-4,4 \times 10^{-4}$ (2) та розтягу $+1,95 \times 10^{-4}$ (3).

В результаті досліджень впливу деформації на характер температурних залежностей опору НК Ge n-типу провідності ми виявили, що деформація розтягу не приводить до зміни характеру температурних залежностей опору в порівнянні з недеформованими зразками (див. рис. 3.20, криві 1 і 3). Тому, робимо припущення, що інтерпретація магнітофононних осциляцій МО є однаковою як для недеформованих НК, так і під дією деформації розтягу. Одержані результати досліджень дозволяють зробити висновок щодо підтвердження особливості характерної для магнітофононного резонансу – період цих осциляцій МО не залежний від концентрації носіїв заряду, що зумовлено однаковими внутрідолинними переходами [41, 46, 47].

Отже, магнітофононні осциляції МО виявлено на польових залежностях МО НК Ge n-типу провідності з концентрацією легуючої домішки, що відповідає близькості до ПМД, в інтервалі температур $4,2 \div 30 \text{ К}$. Так, у недеформованих НК Ge, легованих стибієм до концентрації поблизу ПМД із металевого боку з $\rho_{300\text{K}} = 0,01 \text{ Ом} \times \text{см}$ спостерігаються осциляції поздовжнього МО. У менш легованих НК, при наближенні до ПМД ($\rho_{300\text{K}} = 0,02 \div 0,022 \text{ Ом} \times \text{см}$) осциляції МО стимулюються одночасною деформацією розтягу $+1,95 \times 10^{-3}$. На основі визначення періоду повторення виявлений осциляційний ефект має періодичний

характер, що дозволило визначити період осциляцій МО в оберненому магнітному полі $\Delta(1/B) \approx 0,04 \text{ Тл}^{-1}$.

3.3.1.2. Особливості магнітоопору НК Ge в полях до 35 Тл

Як видно з рис. 3.17, у польових залежностях поперечного МО при температурі 4,2 К у деформованих стиском НК Ge n-типу провідності з $\rho_{300\text{К}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ відсутній осциляційний ефект, а деформація розтягу приводить до появи значних магнітофононних осциляцій МО в поздовжньому напрямку. Для цих же НК, у імпульсних магнітних полях з індукцією до 14 Тл досліджені польові залежності поздовжнього (1) і поперечного (2) МО при температурі 4,2 К під дією відносної деформації - $4,4\times 10^{-3}$ (рис. 3.21).

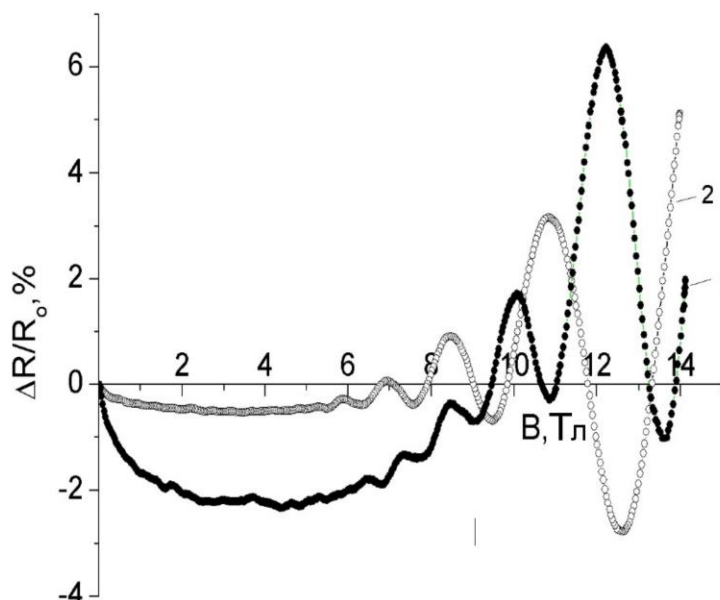


Рис. 3.21. Польові залежності поздовжнього (1) і поперечного (2) МО НК Ge n-типу провідності з $\rho_{300\text{К}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ в імпульсних магнітних полях під дією відносної деформації стиску - $4,4\times 10^{-3}$ при температурі 4,2 К.

Виявлені магнітофононні осциляції поздовжнього МО в імпульсних магнітних полях з індукцією до 14 Тл (рис. 3.21, крива 1) для НК Ge з питомим опором $\rho_{300\text{К}} = 2\times 10^{-3} \text{ Ом}\times\text{см}$ дозволили оцінити ефективну масу носіїв заряду, однак для кращого розуміння поведінки МО необхідно розширити діапазон зміни магнітних полів. Тому з метою уточнення визначеного значення ефективної маси основних носіїв заряду m^* цих НК були проведені дослідження їх поздовжнього

МО в імпульсних полях $0 \div 35$ Тл (рис. 3.22). На залежностях МО в поперечному магнітному полі з індукцією до 14 Тл виявлено чотири осциляційних максимуми (рис. 3.21, крива 2), як і на залежностях поздовжнього МО (рис. 3.21, крива 1), в той час як в імпульсних магнітних полях з індукцією в діапазоні $0 \div 35$ Тл при температурі рідкого гелію спостерігається шість осциляційних максимумів (рис. 3.22) [41, 46].

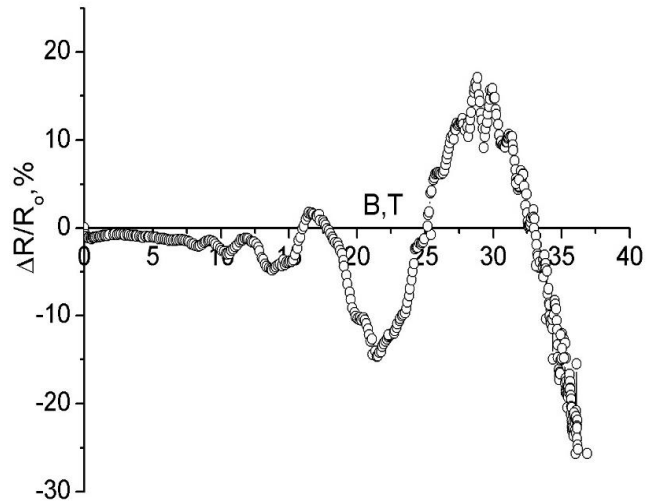


Рис. 3.22. Польові залежності поздовжнього МО НК Ge n-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ в імпульсних магнітних полях під дією відносної деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ при температурі 4,2 К.

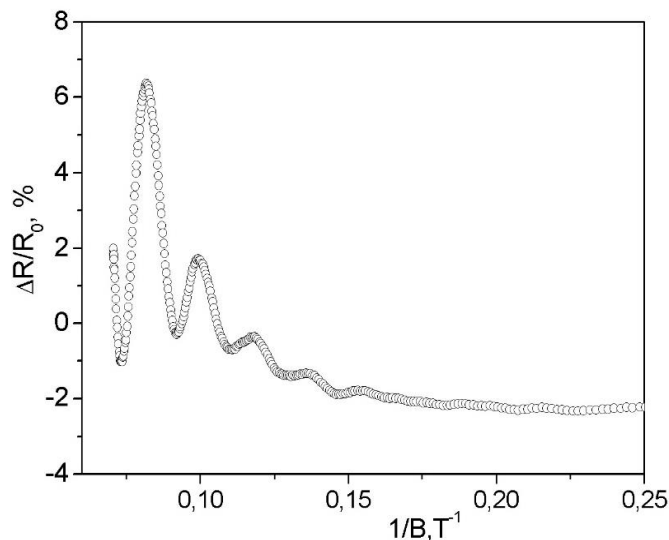


Рис. 3.23. Залежності поперечного МО НК Ge n-типу провідності з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ від оберненого магнітного поля під дією відносної деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ при температурі 4,2 К (в імпульсних магнітних полях з індукцією $0 \div 35$ Тл).

Завдяки більшій кількості отриманих осциляційних піків та їх значній амплітуді в широкому інтервалі магнітних полів визначене значення ефективної маси становить $m^* = 0,041m_0$ [41, 46]. Дані осциляційні максимуми МО в поздовжньому магнітному полі (рис. 3.22) періодичні відносно оберненого поля з періодом $\Delta(1/B) = 0,025 \text{ Тл}^{-1}$, тоді як для поперечного МО період осциляцій становить $\Delta(1/B) = 0,018 \text{ Тл}^{-1}$ (рис. 3.23) [41, 46].

Вивчено вплив одновісної деформації стиску на поведінку поздовжнього МО НК Ge з концентрацією бору, що відповідає ПМД, в імпульсних магнітних полях до 35 Тл за температури рідкого гелію. Осциляційний ефект МО спостерігаються і в НК, легованих до концентрацій поблизу ПМД з діелектричного боку з $\rho_{300\text{K}} = 0,02 \div 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ під дією деформації стиску. Виявлені максимуми магнітофононних осциляцій МО в поздовжньому магнітному полі є періодичними відносно оберненого поля з періодом $\Delta(1/B) = 0,025 \text{ Тл}^{-1}$, тоді як для поперечного МО період осциляцій становить $\Delta(1/B) = 0,018 \text{ Тл}^{-1}$.

3.3.1.3. Аналіз енергетичних діаграм магнітоопору та класифікація міждолинних переходів електронів у НК Ge

Для інтерпретації одержаних нами результатів досліджень поздовжнього та поперечного МО НК Ge n-типу провідності з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$, а також класифікації виявлених міждолинних переходів і визначення енергії фононів, наведемо енергетичні діаграми поперечного та поздовжнього магнітних полів, отримані згідно методики, описаної в теоретичній роботі [135] (рис. 3.24 і рис. 3.25, відповідно). Піки магнітофононних осциляцій, виявлені нами за даними експерименту, на рис. 3.24 та 3.25 позначені точками.

Осциляційні максимуми МО, виявлені нами на рис. 3.21 (крива 2) у поперечному магнітному полі при індукції 7 Тл та 8,3 Тл, відповідають міждолинним переходам електронів із долини з циклотронною ефективною масою важких електронів $m_H = 0,207m_0$ в долину з ефективною масою легких електронів $m_L = 0,082m_0$ при участі поперечних акустичних фононів із енергією

$E_{TA} = 9,93$ меВ у X-точці зони Бріллюена (див. рис. 3.24, переходи з $N' = 0$ та $N' = 1$ в $N = 1$, відповідно) [41, 46].

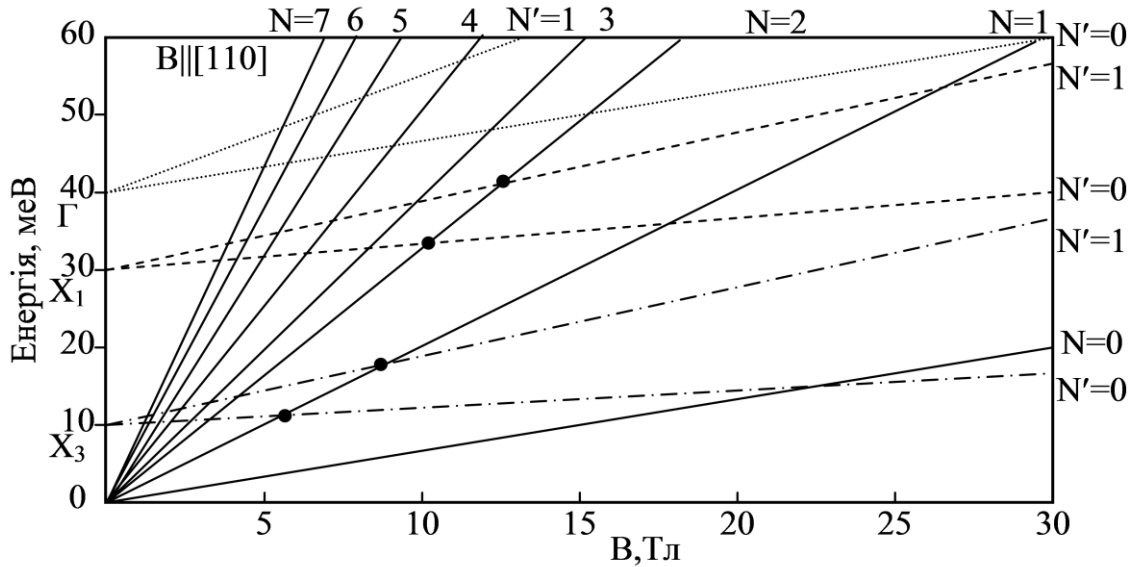


Рис. 3.24. Енергетична діаграма для НК Ge з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,022$ Ом \times см у поперечному магнітному полі під дією відносної деформації $-4,4 \times 10^{-3}$ при 4,2 К (точками позначені піки осциляцій МО).

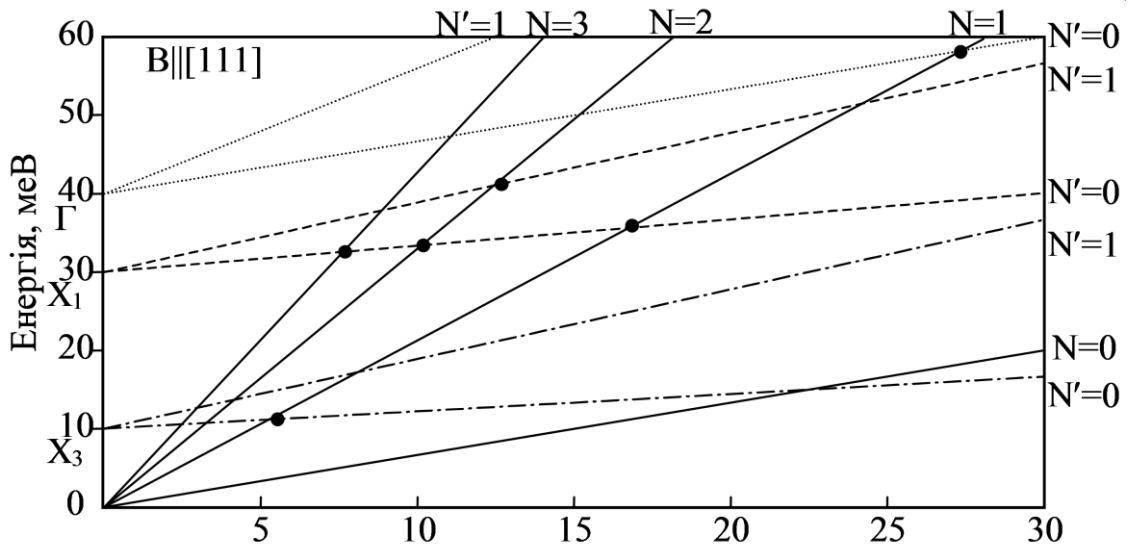


Рис. 3.25. Енергетична діаграма для НК Ge з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,022$ Ом \times см у поздовжньому магнітному полі під дією відносної деформації $-4,4 \times 10^{-3}$ при 4,2 К (точками позначені піки осциляцій МО).

Осциляційні максимуми поздовжнього МО, при індукції 10 Тл та 12 Тл рис. 3.21 (крива 1) відповідають переходам електронів при участі оптичних і

акустичних поздовжніх фононів із енергією $E_{Lo-LA} = 29,8$ меВ у X-точці зони Бріллюена (рис. 3.25, переходи з $N' = 0$ та $N' = 1$ в $N = 2$, відповідно) [41, 46].

На рис. 3.21 (крива 2) виявлено, що максимум осциляцій МО в поздовжньому магнітному полі при індукції 6,5 Тл зумовлений міждолинними переходами електронів із долини з циклотронною ефективною масою важких електронів $m_H = 0,207m_e$ у долину з ефективною масою легких електронів $m_L = 0,082m_e$ при участі поперечних акустичних фононів з енергією $E_{TA} = 9,93$ меВ у X-точці зони Бріллюена (див. рис. 3.25, переходи з $N' = 0$ в $N = 1$) [41, 46].

Встановлено, що виявлені максимуми магнітофононних осциляцій зумовлені внутрідолинними переходами між рівнями Ландау в долині з циклотронною ефективною масою легких електронів $m_L = 0,082m_0$ при участі поперечних оптичних фононів із енергією $E_{TO} \approx 36,15$ меВ у L-точці зони Бріллюена, а також міждолинним резонансним розсіюванням електронів з циклотронною ефективною масою важких електронів $m_L = 0,207m_0$, при участі акустичних і оптичних фононів у Γ , X_1 та X_3 -точках зони Бріллюена, відповідно з енергіями $E_{TA} = 37,3$ меВ, $E_{TA} = 9,93$ меВ та $E_{LO} = 29,8$ меВ.

3.3.1.4. Вплив температури і розігріву носіїв заряду на характер осциляцій магнітоопору в НК Ge

Цікава особливість, описаних вище переходів, є обмежений температурний інтервал їх існування. Тому, значний інтерес викликає аналіз впливу температури на поведінку п'єзомагнітоопору НК Ge. У зв'язку з поставленим завданням наступним етапом наших досліджень є аналіз одержаних експериментальних залежностей поперечного і поздовжнього МО НК Ge n-типу провідності під дією деформації розтягу і стиску в полях з індукцією до 14 Тл в інтервалі температур $4,2 \div 60$ К.

На рис. 3.26 та рис. 3.27 наведені результати впливу температури на поведінку поперечного і поздовжнього МО досліджуваних НК Ge n-типу провідності з $\rho_{300K} = 0,02$ Ом \times см під дією деформації розтягу та стиску, відповідно. З температурних залежностей поперечного МО, наведених на рис. 3.26 для НК

Ge під дією деформації розтягу, зрозуміло, що амплітуда піків осциляцій МО є максимальною при температурі 4,2 К, а їх період є незалежним від температури. Також очевидно, що з ростом температури величина осциляційних піків зменшується і вже при температурі 36 К є майже монотонною лінією (рис. 3.26, крива 7).

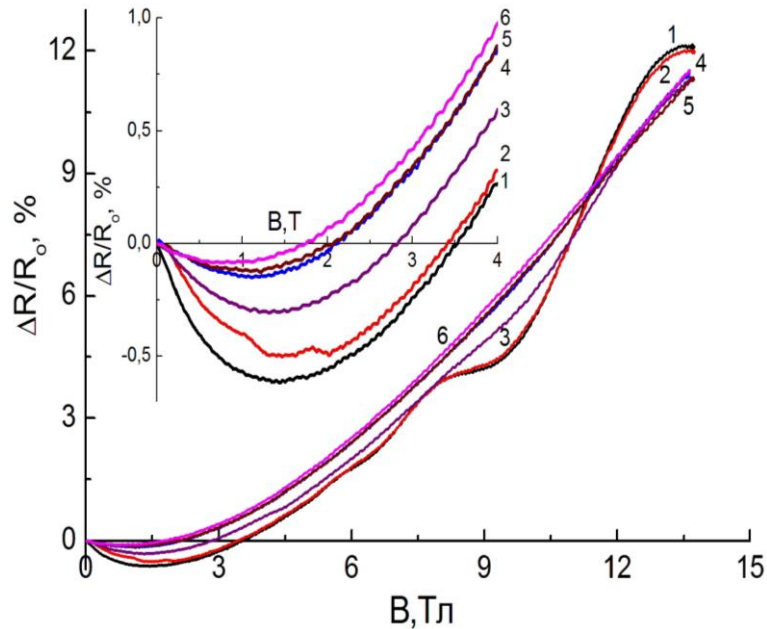


Рис. 3.26. Польові залежності поперечного МО НК Ge з $\rho_{300\text{K}} = 0,02 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ під дією відносної деформації розтягу $+1,95 \times 10^{-3}$ при певних фіксованих температурах: 4,2 К (1), 7,6 К (2), 23 К (3), 36 К (4), 56 К (5), 70 К (6).

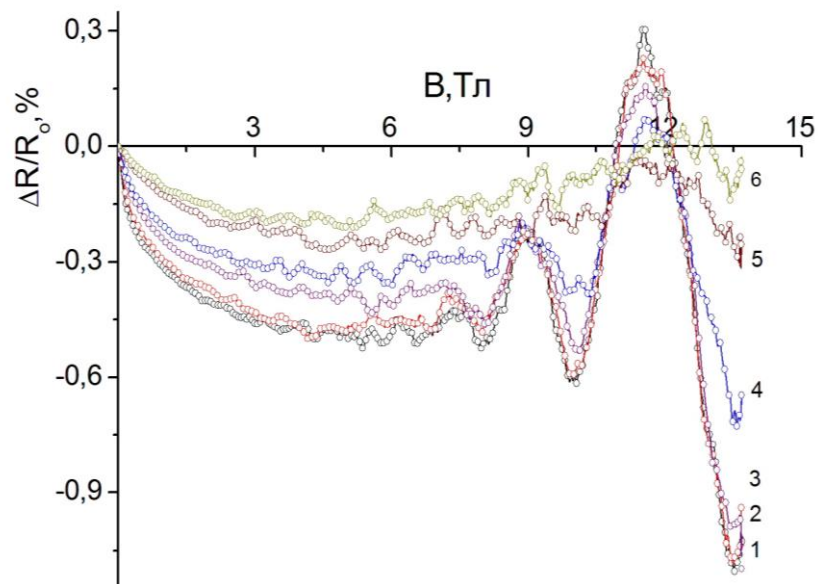


Рис. 3.27. Польові залежності поздовжнього МО НК Ge з $\rho_{300\text{K}} = 0,02 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ під дією відносної деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ при певних фіксованих температурах: 4,2 К (1), 6 К (2), 10 К (3), 20 К (4), 35 К (5), 56 К (6).

Аналогічно і результати, одержані згідно з експериментальними даними рис. 3.27, показують, що найбільшу амплітуду осциляційних піків виявлено на залежностях поздовжнього МО при температурі 4,2 К, а підвищення температури до 35 К приводить практично до їх затухання [47].

Низький температурний інтервал розсіювання носіїв заряду на акустичних і навіть оптичних фонах зумовлений впливом деформації на властивості НК Ge з концентрацією легуючої домішки в околі ПМД. Подібні результати спостерігались при дослідженні п'єзотермо-е.р.с. сильнолегованих НК Si-Ge, у яких в області температур 4,2 ÷ 20 К виявлене різке зростання коефіцієнта Зеєбека під дією деформації, зумовлене захопленням носіїв заряду фонами [187].

Отже, в інтервалі температур 4,2 ÷ 70 К і магнітних полях з індукцією до 14 Тл виявлено магнітофононні осциляції поздовжнього та поперечного МО в НК Ge n-типу провідності, зумовлені міждолинним резонансним розсіюванням електронів. Встановлено, що амплітуда магнітофононних осциляцій залежить не тільки від величини індукції магнітного поля та значення і знаку прикладеної одновісної деформації, а й від температури. Однак, для подальшого вивчення розсіювання носіїв заряду на оптичних фонах доцільно провести дослідження магнітофононних осциляцій НК Ge n-типу провідності в інтервалі температур 100 ÷ 250 К.

Щоб встановити вплив розігріву носіїв заряду на поведінку магнітофононних осциляцій у поперечному і поздовжньому магнітних полях, ми провели дослідження їх МО при різних значеннях струму через зразок шляхом прикладення високих електричних полів до досліджуваних НК Ge n-типу провідності при температурі рідкого гелію. На рис. 3.28 та 3.29 наведені отримані експериментально польові залежності поперечного і поздовжнього МО для НК Ge з $\rho_{300\text{K}} = 0,02 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ під дією відносної деформації розтягу $+1,95 \times 10^{-3}$ та стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ при різних значеннях струму, відповідно, в діапазоні від 10 мкА до 5мА (рис. 3.28, криві 1-6) та від 100 мкА до 5мА (рис. 3.298 криві 1-4). Як видно із наведених рис. 3.28 і рис. 3.29 амплітуда магнітофононних осциляцій

поперечного і повздовжнього МО помітно змінюється із зростанням струму прикладеного до НК, піки, що відповідають вищим енергіям фононів відносяться до більш нагрітого газу носіїв заряду [47].

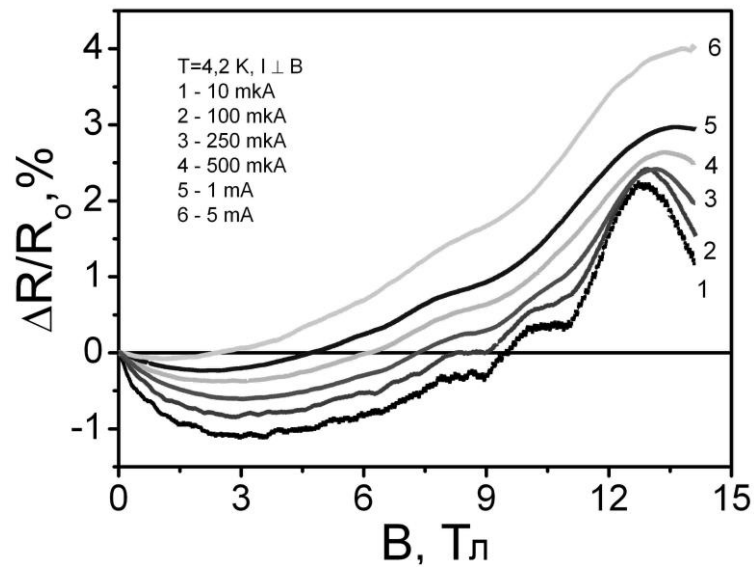


Рис. 3.28. Польові залежності поперечного МО НК Ge з $\rho_{300\text{K}} = 0,02 \text{ Ом}\times\text{см}$ під дією відносної деформації $-4,4\times 10^{-3}$ при різних значеннях струму.

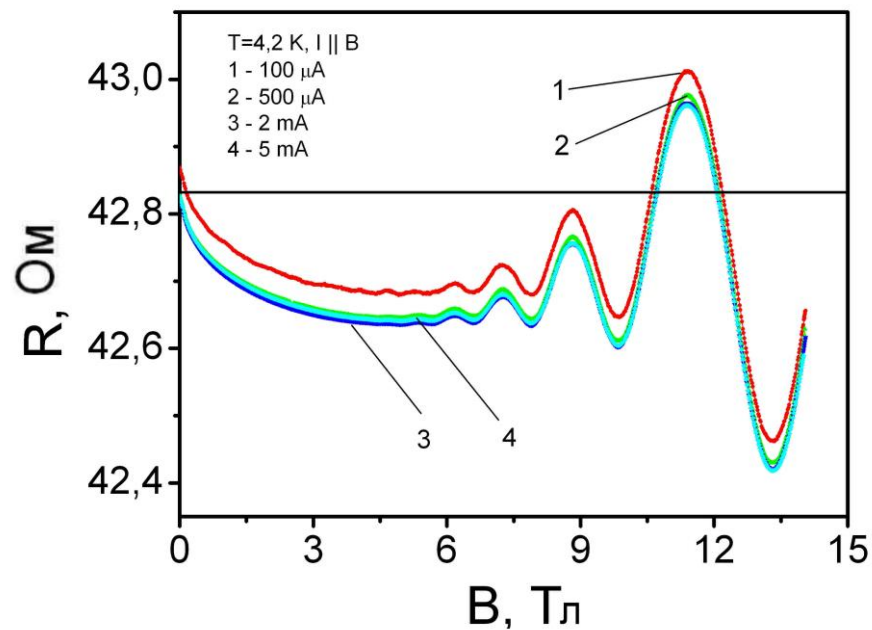


Рис. 3.29. Польові залежності поздовжнього МО для НК Ge з $\rho_{300\text{K}} = 0,02 \text{ Ом}\times\text{см}$ під дією відносної деформації $+1,95\times 10^{-3}$ при різних значеннях струму.

За результатами експериментальних досліджень встановлено, що величина індукції магнітного поля і температури, а також значення і знак прикладеної одновісної деформації є визначальними факторами, які дозволяють впливати на амплітуду магнітофононних осциляцій. Обмежений інтервал температур $4,2 \div 30$ К для існування осциляцій МО в НК Ge n-типу провідності зумовлений впливом деформації на характеристики НК Ge, легованих до концентрацій поблизу ПМД.

3.3.2. Магнітофононні осциляції магнітоопору НК Ge p-типу провідності при криогенних температурах

3.3.2.1. Вплив деформації на характер осциляцій НК Ge та їх період при температурі 4,2 К

Для НК Ge p-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 2,2 \times 10^{-3}$ Ом \times см недеформованих і при деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ відн. од. нами проведені дослідження в поперечному і поздовжньому магнітних полях в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К аналогічні як і для НК Ge n-типу.

В поперечному магнітному полі для недеформованих НК виявлено відхилення від монотонного ходу кривих польових залежностей МО (рис. 3.30, крива 1), які з ростом температури від 4,2 К до 69 К зникають (рис.3.32, криві 1-5)

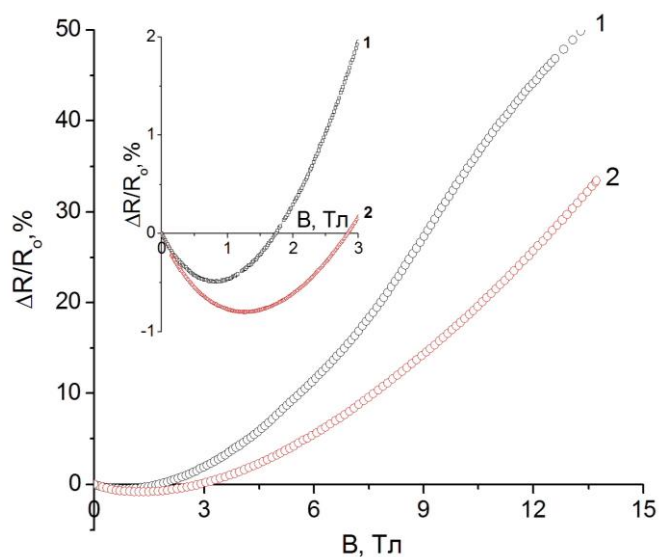


Рис. 3.30. Польові залежності поперечного (1) і поздовжнього (2) МО при температурі 4,2 К для недеформованих НК Ge p-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 0,022$ Ом \times см.

Відомо, що під дією деформації змінюється величина піків осциляцій МО НК Ge p-типу провідності, що зумовлено зміною енергетичного спектра носіїв заряду [188-190]. Прикладання одновісної деформації приводить до розщеплення виродженої зони на зону важких і легких дірок, що описано в розділі 2.2.3 (див. рис. 2.12). Оцінюючи значення ефективної маси ми встановили, що магнітофононні осциляції магнітоопору зумовлені ефективним розсіюванням на фононах легких дірок [47].

Тому цікаво було б розглянути як впливають високі рівні деформації стиску на поведінку МО НК Ge p-типу провідності, із концентрацією легуючої домішки, що відповідає близькості до ПМД. На рис. 3.31 наведено поздовжній (крива 1) та поперечний (крива 2) МО НК Ge p-типу провідності з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 2,2 \times 10^{-3}$ Ом \times см під дією одновісної деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ відн. од. при 4,2 К.

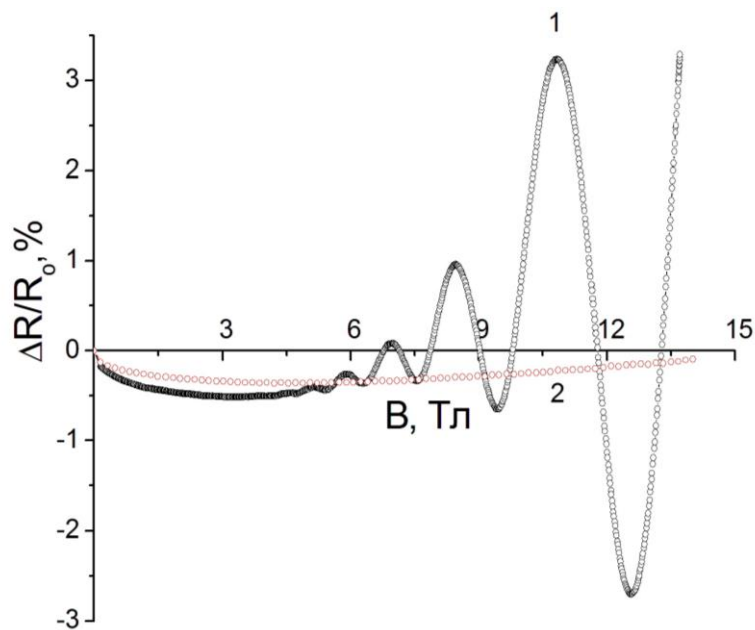


Рис. 3.31. Польові залежності МО для НК Ge p-типу провідності з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,02$ Ом \times см при температурі 4,2 К під дією одновісної деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ відн. од. у поздовжньому (1) та поперечному (2) магнітних полях.

Як видно з наведених нами графіків, одновісна деформація стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ відн. од. індукує появу осциляцій МО в поздовжньому магнітному полі при температурі 4,2 К у НК Ge як n-типу провідності (рис. 3.19,б, крива 1), так і

p-типу (рис. 3.31, крива 1). Так, під дією деформації стиску на залежностях поздовжнього МО НК Ge p-типу провідності в діапазоні магнітних полів $0 \div 14$ Тл виявлено чотири осциляційні мінімуми, які періодичні, щодо оберненого поля з періодом $\Delta(1/B) = 0,026$ Тл⁻¹ (рис. 3.31, крива 1). Крім того, в НК Ge p-типу провідності спостерігається на порядок вища амплітуда магнітофононних осциляцій поздовжнього МО при температурі 4,2 К (рис. 3.31, крива 1), в порівнянні зі значеннями амплітуд, отриманими для НК Ge n-типу (рис. 3.19,б, крива 1).

Для досліджуваних нами НК Ge з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,02$ Ом×см n-типу провідності (рис. 3.19,б) і p-типу (рис. 3.31) за положенням першого максимуму на залежностях поперечного МО (криві 1) зі сторони більших магнітних полів при температурі 4,2 К і відомому значенні граничної частоти оптичних фононів ω_0 визначено, відповідно, значення ефективної маси електронів становить $m^* = 0,09m_0$ і легких дірок $m^* = 0,041m_0$ [47].

Отже, вивчено магнітофононні осциляції поперечного і поздовжнього МО в сильнолегованих НК Ge p-типу провідності в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К в неперервних магнітних полях з індукцією до 14 Тл.

3.3.2.2. Вплив температури на п'єзомагнітоопір Ge в поздовжньому і поперечному магнітних полях

Як і у випадку НК Ge n-типу провідності, значний інтерес також викликає аналіз впливу температури на поведінку їх МО та п'єзомагнітоопору. У зв'язку з цим, ми проаналізували експериментальні залежності МО при криогенних температурах ($4,2 \div 70$ К) для НК Ge p-типу провідності, як недеформованих НК (рис. 3.32), так і під дією одновісної деформації стиску (рис. 3.33) відповідно в поперечних і поздовжніх магнітних полях у діапазоні $0 \div 14$ Тл. Виявлені та описані вище відхилення від монотонного ходу польових залежностей поперечного МО недеформованих НК Ge з $\rho_{300\text{K}} = 2,2 \times 10^{-3}$ Ом×см (рис. 3.30, крива 1), які з ростом температури від 4,2 К до 69 К зникають (рис.3.32, криві 1-5).

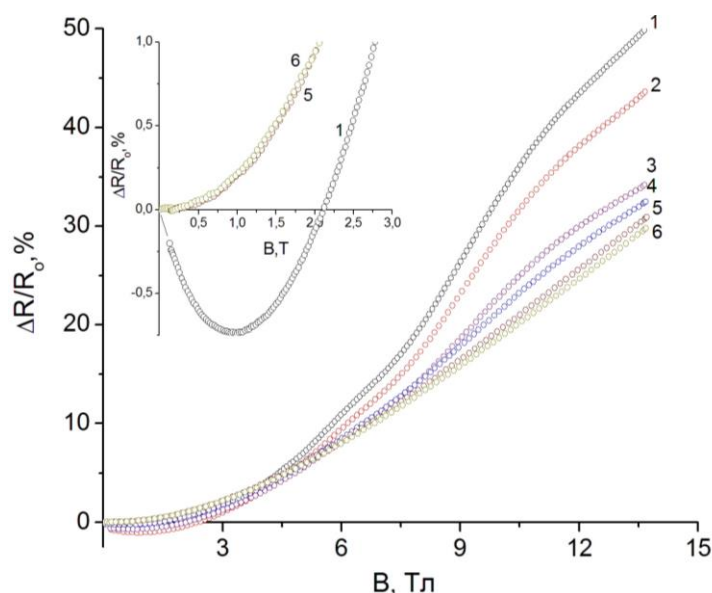


Рис. 3.32. Польові залежності поперечного МО недеформованих НК Ge р-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ при певних фіксованих температурах, К: 1 – 4,2; 2 – 6; 3 – 12; 4 – 22; 5 – 55; 6 – 69.

Накладання деформації стиску на НК Ge р-типу провідності стимулює появу осциляційних піків на залежностях поздовжнього МО. Для цих НК Ge при деформації стиску $-4,4\times 10^{-3}$ відн.од. в поздовжньому магнітному полі в діапазоні $0 \div 14$ Тл ми виявили чотири осциляційних мінімуми, які періодичні відносно оберненого поля з періодом $\Delta(1/B) = 0,026 \text{ Тл}^{-1}$ (рис. 3.33).

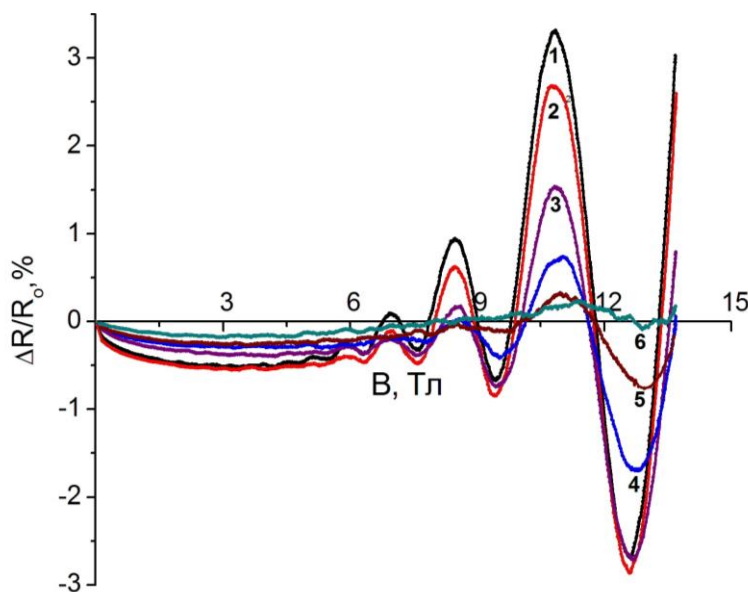


Рис. 3.33. Польові залежності поздовжнього МО НК Ge р-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 0,02 \text{ Ом}\times\text{см}$ під дією відносної деформації $-4,4\times 10^{-3}$ при певних фіксованих температурах К: 4,2 (1), 6 (2), 12 (3), 22 (4), 35 (5), 54 (6).

Виявлений нами осциляційний ефект на рис. 3.31, при такому ж рівні деформації стиску, польові залежності поздовжнього МО мають подібний характер із залежностями, які ми отримали для НК Ge n-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 0,022 \text{ Ом}\times\text{см}$ при температурі рідкого гелію (рис. 3.19,б, крива 1). Поява осциляцій виключно у поздовжніх магнітних полях, а також характерна залежність їхньої амплітуди від температури вказує на те, що такі осциляції поєднують характерні риси магнітофононних і Шубнікова – де Гааза [47].

Для глибшого розуміння деформаційно-стимульованих ефектів у НК Ge як n-типу провідності, так і p-типу, необхідно провести аналіз впливу деформації на характер їх температурних залежностей опору (рис. 3.20 і рис. 3.34).

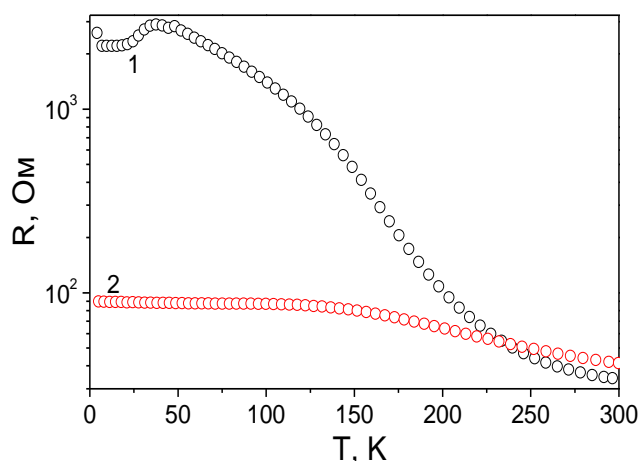


Рис. 3.34. Температурні залежності опору НК Ge p-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 2\times 10^{-3} \text{ Ом}\times\text{см}$ під дією одновісної деформації ϵ , відн. од. : 1 – 0; 2 – $-4,4\times 10^{-3}$.

Вище, на рис. 3.20, наведено результати цих досліджень для НК n-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 2\times 10^{-3} \text{ Ом}\times\text{см}$ як під дією одновісної деформації стиску $-4,4\times 10^{-3}$ відн. од. (рис. 3.20, крива 2), так і розтягу $+1,95\times 10^{-3}$ відн. од. (рис. 3.20, крива 3). Як видно з рисунка, обидва знаки деформації приводять до істотного зростання опору в усьому досліджуваному інтервалі температур $4,2 \div 300 \text{ K}$. Зовсім інший хід температурної залежності опору спостерігається для НК Ge p-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 2\times 10^{-3} \text{ Ом}\times\text{см}$. Так, під дією такого ж рівня деформації стиску опір зменшується (рис. 3.34, крива 2) в порівнянні з недеформованим зразком (рис. 3.34, крива 1).

Отже, в результаті вивчення польових залежностей поздовжнього та поперечного МО в НК Ge p-типу виявлено магнітофононні осциляції в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К і магнітних полів $0 \div 14$ Тл, зумовлені перерозподілом дірок по зонах легких та важких дірок. Встановлено, що амплітуда магнітофононних осциляцій згасає із зростанням температури, а при температурах вище 50 К осциляційний ефект практично відсутній.

3.3.2.3. Осциляції поздовжнього п'єзомагнітоопору в НК Ge

З метою встановлення впливу розігріву носіїв заряду шляхом прикладення високих електричних полів до досліджуваних НК Ge p-типу провідності на характер осциляцій поздовжнього МО проведено дослідження МО при різних значеннях струму через зразок при температурі рідкого гелію, аналогічні тим, що ми аналізували у підрозділі 3.3.1.6 для НК Ge n-типу.

На рис. 3.35 наведені отримані експериментально польові залежності залежності НК Ge p-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 2 \times 10^{-3}$ Ом \times см деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ відн. од. при різних значеннях струму в межах 10 мкА \div 5 мА.

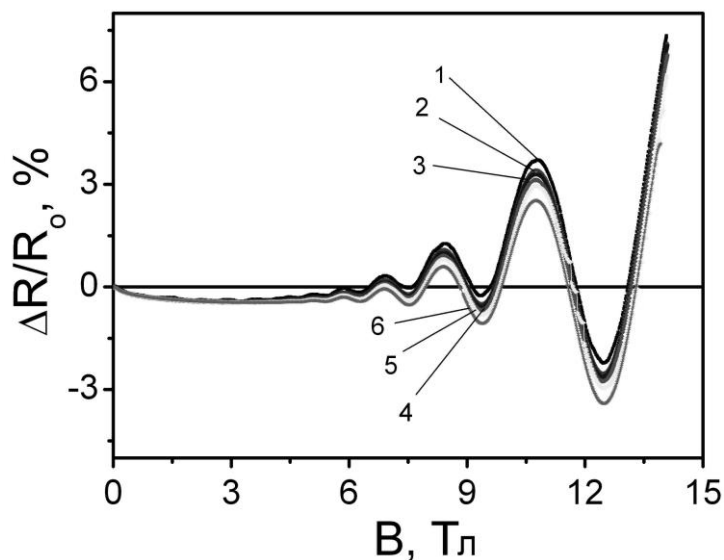


Рис. 3.35. Польові залежності поздовжнього МО НК Ge p-типу провідності з $\rho_{300\text{K}} = 2 \times 10^{-3}$ Ом \times см під дією деформації стиску $-4,4 \times 10^{-3}$ відн. од. при температурі 4,2 К та певних фіксованих значеннях струму: 1 – 10 мкА, 2 – 100 мкА, 3 – 500 мкА, 4 – 1 мА, 5 – 2 мА, 6 – 5 мА.

Порівнявши хід цих залежностей (рис. 3.35) із результатами наведеними вище на рис. 3.29 для НК Ge n-типу провідності при деформації розтягу $+1,95 \times 10^{-3}$ відн. од. і різних значеннях струму, встановлено наступне:

- амплітуда магнітофононних осциляцій помітно змінюється зі зростанням величини струму через зразок в межах від 10 μA до 5 мА, і відповідно осциляційні піки, що відповідають більш високим енергіям фононів можна віднести до сильніше нагрітого газу носіїв заряду.
- Можна провести паралелі між отриманими польовими залежностями МО при різних значеннях струму розігріву в межах від 10 μA до 5 мА та польовими залежностями МО при температурах у межах від 4,2 К до 50 К (рис. 3.33): положення осциляційних піків, фаза та період осциляцій МО не змінилися.

Отже, вплив розігріву газу носіїв заряду на характер магнітофононних осциляцій НК Ge p-типу провідності приводить до зменшення значень амплітуди піків магнітофононних осциляцій.

3.4. Використання результатів досліджень магнітотранспортних властивостей НК Ge для створення чутливих елементів сенсорів

Отримані результати експериментальних досліджень можна використати для створення сенсорів механічних і теплових величин на основі НК Ge n-типу провідності, у яких спостерігається слабка залежність опору від магнітного поля.

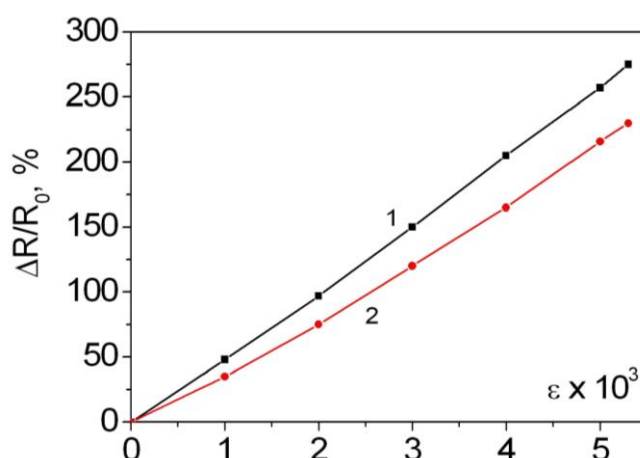


Рис. 3.36. Градувальна характеристика чутливого елемента сенсора тиску-температури на основі НК Ge з питомим опором $\rho_{300\text{K}} = 0,02 \text{ Ом} \times \text{см}$

Як показали проведені дослідження, оптимальними для створення низькотемпературних сенсорів тиску-температури є НК Ge, леговані сурмою, з питомим опором $0,02 \text{ Ом} \times \text{см}$. Градувальна характеристика чутливого елемента цього сенсора зображена на рис. 3.36. Мінімальна зміна опору в цих НК при температурі $4,2 \text{ К}$ спостерігається в поперечному магнітному полі. Так, під дією одновісної деформації стиску $-4,4 \times 10^{-4} \text{ МО}$ практично не залежить від магнітного поля в діапазоні $0 \div 14 \text{ Тл}$ (рис. 3.17, крива 3), а при деформації розтягу $+1,95 \times 10^{-4}$ – в інтервалі $0 \div 5 \text{ Тл}$ (рис. 3.17, крива 2). При вищих полях з індукцією до 14 Тл у деформованих розтягом НК виявлена майже лінійна зміна МО з приростом $1\%/Тл$, крім того ця залежність слабо змінюється з температурою в інтервалі $20 \div 70 \text{ К}$ (рис. 3.26, криві 3–6). Точність вимірювання деформації становить 10^{-5} , а температури – $\pm 0,1 \text{ К}$. [26, 27, 41].

Результати проведених комплексних досліджень магнітотранспортних характеристик НК Ge n-типу провідності відкрили перспективи створення на їх основі чутливих елементів сенсорів теплових і механічних величин, дієздатних в області криогенних температур.

3.5. Висновки до розділу 3

1. На основі вивчення МО вільних і деформованих (до $4,3 \times 10^{-3}$) НК Si p-типу провідності з різним ступенем наближення концентрації легуючої домішки до ПМД виявлено позитивний МО у полях з індукцією до 14 Тл при температурі рідкого гелію для деформованих НК з $N_B = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, який зменшується у порівнянні з недеформованими кристалами, а для НК із $N_B = 5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, навпаки, зростає в порівнянні з вільними зразками. Показано, що в НК Si, легованих бором до концентрації $6,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в слабких магнітних полях спостерігається ВМО, який зі зростанням напруженості магнітного поля переходить в позитивний, що зумовлено руйнуванням металевих ходів провідності при криогенних температурах під дією анізотропної деформації стиску.

2. Встановлено, що в сильнолегованих НК Si p-типу провідності при певних рівнях одновісної деформації стиску спостерігаються осциляції МО Шубнікова – де Газа, зумовлені квантуванням енергетичного спектру носіїв заряду в сильному магнітному полі, коли в області малих квантових чисел при проходженні рівня Ландау через рівень Фермі має місце стрибкоподібна зміна густини станів, а осциляційний ефект зникає при більш високих рівнях деформації.
3. На основі вивчення температурних залежностей опору НК Si, легованих бором, до концентрації, що відповідає близькості до ПМД в інтервалі температур $4,2 \div 77$ К, встановлено нерівномірний радіальний розподіл легуючої домішки зразка, опір якого різко збільшується при стравлюванні приповерхневого шару (товщиною порядку 100 нм). Показано, що нерівномірний розподіл домішки зумовлює особливості струмоперенесення в приповерхневому шарі кристала, характерне для металевого типу провідності, що визначає характер польових залежностей МО (лінійний, квадратичний, аномальний) НК Si з концентрацією домішки поблизу ПМД.
4. Виявлено, що деформація стиску до -2×10^{-3} відн.од. на поздовжній МО НК Si з концентрацією в околі ПМД ($2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К і магнітних полях $0 \div 14$ Тл приводить до появи великих значень ВМО до 15%, зумовленого слабкою локалізацією носіїв заряду.
5. На основі аналізу ВМО у моделі слабкої локалізації носіїв заряду показано, що довжина когерентності L_φ і довжина спіно-орбітальної взаємодії L_{so} пропорційна $T^{-0,53}$ і $T^{-0,45}$, відповідно, що відповідає теоретичним даним для двовимірної системи і підтверджує основний внесок у провідність, зумовлений транспортом носіїв заряду в приповерхневих шарах кристалів.
6. Встановлено вплив деформації на спіно-орбітальне розщеплення та спектр валентної зони НК Si. Виявлене завдяки кр-методу істотне розщеплення гілок легких і важких дірок, дозволило отримати енергію спіно-орбітального розщеплення підзони важких дірок $\Delta_{so} = 1,8$ меВ.

7. В інтервалі температур $4,2 \div 70$ К і у магнітних полях з індукцією до 14 Тл виявлено магнітофононні осциляції поздовжнього та поперечного МО в НК Ge n-типу провідності, зумовлені міждолинним резонансним розсіюванням електронів, а НК Ge p-типу – перерозподілом дірок по зонах легких та важких дірок. Встановлено, що амплітуда магнітофононних осциляцій залежить від величини індукції магнітного поля і температури, а також значення і знаку прикладеної одновісної деформації.
8. Виявлені максимуми магнітофононних осциляцій МО в поздовжньому магнітному полі є періодичними відносно оберненого поля з періодом $\Delta(1/B) = 0,025$ Тл⁻¹, тоді як для поперечного МО період осциляцій становить $\Delta(1/B) = 0,018$ Тл⁻¹.
9. Встановлено, що досліджувані осциляції зумовлені міждолинними переходами між рівнями Ландау з долини з циклотронною ефективною масою важких електронів $m_H = 0,082m_0$ у долину з циклотронною ефективною масою легких електронів $m_L = 0,207m_0$, при участі акустичних і оптичних фононів у Г, X₁ та X₃-точках зони Бріллюена, відповідно з енергіями $E_{TA} = 37,3$ меВ, $E_{TA} = 9,93$ меВ та $E_{LO} = 29,8$ меВ.
10. В результаті аналізу впливу одновісної деформації на характер виявлених магнітофононних осциляцій НК Ge встановлено, що деформація стиску стимулює появу осциляційних піків на польових залежностях поздовжнього МО в НК Ge n- і p-типу провідності, а деформація розтягу приводить до появи більш чітких осциляційних піків у поперечному магнітному полі зразків n-типу.
11. Як результат впливу розігріву газу носіїв заряду на характер магнітофононних осциляцій НК Ge n- і p-типу провідності виявлено, що збільшення струму розігріву приводить до зменшення значень амплітуди магнітофононних осциляцій.

РОЗДІЛ 4. ВПЛИВ ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ, П'ЄЗО- ТА МАГНІТООПІР НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ КРЕМНІЮ

У цьому розділі наведено результати комплексного дослідження впливу ЕО з енергією $4,2 \div 14$ MeV і флюенсом $5 \times 10^{16} \div 1 \times 10^{18}$ ел/см² при кімнатній температурі на властивості НК Si, сильнолегованих бором (вироджених) і з концентрацією домішки в околі ПМД. Досліджено вплив ЕО на поведінку магнітоопору легованих НК Si р-типу провідності в полях з індукцією до 14 Тл при низьких температурах. Вичено також вплив одновісної деформації на опір опромінених електронами НК Si, розраховано значення їх коефіцієнта тензочутливості в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К. Вивчено вплив опромінення електронами з різною енергією та флюенсом на характеристики тензорезисторів на основі НК Si в різних інтервалах температур з метою оцінки радіаційної стійкості датчиків, створених на їх основі.

4.1. Аналітичний огляд літератури щодо впливу електронного опромінення на кремній

Систематизовано основні види радіаційних дефектів, які виникають у Si під впливом ЕО [62, 191-194]. Виявлено, що радіаційні дефекти і характер змін електрофізичних властивостей зразків при їх опроміненні визначаються рядом факторів, що пов'язані як з умовами опромінення (енергія, доза опромінення, температура опромінення та ін.), умовами термовідпалу, так і з вихідними властивостями опромінених зразків, зокрема, концентрацією і хімічною природою легуючих домішок [195-200].

4.1.1. Радіаційні дефекти в кремнії

Під радіаційними дефектами розуміють дефекти кристалічної ґратки, які виникають при бомбардуванні кристалів частинками високих енергій (електронами, протонами, нейтронами, α -частинками, іонами важких атомів), або

при його опроміненні квантами високих енергій. Фізика утворення і впливу радіаційних дефектів на електрофізичні та інші властивості кристалів Si і германію досить глибоко вивчена і узагальнена в монографіях [62, 191-194]. Зміщення атомів Si та Ge з вузлів кристалічної ґратки виникає при опроміненні кристалу високоенергетичними частинками, завдяки передачі цим атомам деякої енергії при пружних зіткненнях, що можна вважати за першу стадію радіаційного пошкодження. Послідує релаксація надлишку енергії приводить, як правило, не до повернення системи у вихідний стан, а до утворення метастабільних первинних радіаційних дефектів (ці процеси завершуються на протязі коротких інтервалів часу, які складають $\sim 10^{-12}$ с). Подальша перебудова первинних пошкоджень з утворенням вторинних дефектів проходить при взаємодії частинок, які характеризуються вже тепловими енергіями.

Вакансії і міжвузельні атоми характеризуються високою рухливістю у кристалах Si і германію, що забезпечує їм ефективну міграцію навіть в області криогенних температур. Проте, радіаційні зміни електронних властивостей Si і Ge практично при всіх температурах задаються вторинними дефектами типу комплексів вакансії і міжвузельних атомів, зв'язаних між собою, а також з атомами легуючих чи залишкових (фонових) домішок. З ростом дози ЕО кінетика введення радіаційних дефектів і механізми їх накопичення можуть суттєво змінюватись внаслідок “виснаження” домішки, яка є складовою відповідних комплексів, термічної дисоціації уже існуючих комплексів.

Розглянемо радіаційні дефекти, найбільш поширені в кристалах Si. Фізика радіаційних дефектів у твердому тілі оснований на наступних положеннях:

- 1) найпростіший тип дефектів, що виникає в кристалі, є незайнятий вузол кристалічної ґратки (вакансія) і атом, що займає більш-менш стійке положення у міжвузлі, так званий дефект Френкеля;
- 2) порогова енергія E_d – енергія, яку необхідно надати одному з атомів кристала для того, щоб він перейшов у міжвузля, і таким чином, виник дефект.

Точкові дефекти, що виникають у напівпровідникових кристалах при їх опроміненні, можна класифікувати на два типи – власні точкові дефекти і

домішкові атоми. Найбільш прості види власних дефектів – вакансія і міжвузельний атом. За механізмом утворення розрізняють дефекти Френкеля – вакансія і міжвузельний атом, який покинув цей вузол, і дефекти Шоттки – вакансії, що проникають в об’єм з поверхні кристала або генеруються об’ємними дефектами всередині кристала.

Таблиця 4.1

Властивості вільних вакансій і міжвузельних атомів у Si

Матеріал	Дефект	Зарядові стани, рівень	Тип рівня ¹⁾	σ_p^0 , см ²	Температура відпалу, К	Енергія активації міграції, еВ
n-Si	V ⁼ V ⁻ V ⁰ V ⁺	Зона провідності	А А Д	— — 5×10^{-17}	90 — 150	0,18 ± 0,02 — 0,33 ± 0,03
		—(E _c -0,09)eV				
p-Si		—(E+0,110)eV при E<(E+0,45)eV				
		Валентна зона				
n-Si	Г ⁻ Г ⁰ Г ⁺	Зона провідності	А Д	— — —	~140-180 540-600 370-420	~0,3 ~1,5 ~0,85
		—(E _c -0,4)eV				
p-Si		—(E _c +0,4)eV				
		Валентна зона				

¹⁾А – акцептор; Д – донор

Таблиця 4.2

Параметри основних радіаційних дефектів у Si

Дефект	Символ	Зарядовий стан	Положення рівня, еВ	Тип рівня	σ_n, σ_p , см ²
Дивакансія	V ₂	V ₂ ⁼	E _c -0,23	А	$\sigma_n^- = 2 \times 10^{-16}$ $\sigma_n^0 = 4 \times 10^{-15}$ $\sigma_p^0 = 2 \times 10^{-16}$
		V ₂ ⁻	E _c -0,4	А	
		V ₂ ⁰	E _c -0,39	А	
		V ₂ ⁺	E _c +0,21	Д	

Вакансія-кисень (А-центр)	V - O	$(V - O)^-$ $(V - O)^0$	$E_c-0,18$ –	A –	$\sigma_n^0=2 \times 10^{-16} \div 10^{-15}$ $\sigma_p^- = 2,5 \times 10^{-14}$ $\div 5,5 \times 10^{-13}$
Вакансія-фосфор (Е-центр)	V - P V - P ₂	$(V - P)^-$ $(V - P)^0$	$E_c-0,44$ –	A –	$\sigma_n > 10^{-16}$ $\sigma_p \sim 10^{-13}$
Вакансія-сурма	V -Sb V-Sb ²	$((V - Sb)^-$ $(V - Sb)^0$	– –	A –	– –
Вакансія-алюміній	V – Al	$(V - Al)^-$ $(V - Al)^0$	– $E_v+0,48$	– Д	$\sigma_p > 10^{-16}$
Вакансія-бор	V – B	$(V - B)^0$ $(V - B)^+$	– $E_v+0,45$	– Д	– –
Вакансія-кисень-вуглець (К-центр)	(V-O-C)	$(V-O-C)^0$ $(V-O-C)^+$	$E_v+0,16$ $E_v+0,3$	– Д	– –
Міжвузельний вуглець	C _I	C _I ⁰ C _I ⁺	$E_v+0,27$	– Д	– $\sigma_p = 7 \times 10^{-18}$
Міжвузельний бор-вузловий бор	B _I -B _S	–	$E_c-0,26$	–	–
Дивакансія-кисень	V ₂ O	–	$E_c-0,3$	–	–
Кисень-три вакансії	V ₃ O	–	$E_c-0,27$	–	–

Властивості вакансій і міжвузельних атомів у Si наведено в табл. 4.1, а параметри основних радіаційних дефектів у Si – в табл. 4.2 [192].

4.1.2. Опромінення та відпал зразків кремнію n- і р-типу провідності

Для ідентифікації різних радіаційних дефектів у кристалах Si [195], подібно як і в SiGe [196], р-типу провідності вивчались границі термічної стабільності та енергетичний спектр цих дефектів. Досліджувались монокристали р-Si, одержані методом Чохральського, з концентрацією дірок $6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Кристали опромінювались електронами з енергією 8 MeV і дозою $\Phi = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при температурі 300 K. Ізохронний відпал опромінених кристалів проводився в інтервалі температур $100 \div 500 \text{ }^\circ\text{C}$. Дослідження проводились методом Хола в інтервалі температур $77 \div 300 \text{ K}$. Показано, що відпал дивакансій відбувається шляхом їх перетворення в комплекси $V_S V_2$. Комплексу $V_S V_2$ відповідає рівень енергії $E_v + 0,22 \text{ eV}$, і він відпалюється в інтервалі температур $360 \div 440 \text{ }^\circ\text{C}$. Висловлено припущення, що дефекти з рівнем $E_v + 0,2 \text{ eV}$, які відпалюються в інтервалі температур $340 \div 450 \text{ }^\circ\text{C}$, є мультикомпонентними комплексами і містять атоми легуючої і фонових домішок.

Досліджувалась також кінетика процесів відпалу радіаційних дефектів у Si p-типу, опроміненого електронами з енергією 2 MeV при температурі 80 K або 120 K [197]. Виявлено, що відпал радіаційних дефектів інтервалах $150 \div 200 \text{ K}$ і $240 \div 300 \text{ K}$ сильно залежить від концентрації акцепторної домішки. Показано, що на стадії $150 \div 200 \text{ K}$ відбувається взаємодія вакансій з дефектами міжвузельного типу. Відпал радіаційних дефектів у безтигельних зразках, легованих бором, в інтервалі $240 \div 300 \text{ K}$ може бути представлений сумою двох незалежних мономолекулярних процесів припускається, що перший процес зумовлений розпадом комплексів вакансія-бор, а друга стадія описує міграцію і відпал міжвузельних атомів бору.

Радіаційне дефектоутворення в Si, легваному германієм, при низькотемпературному EO досліджувалось в роботі [198]. Висока ймовірність взаємодії атомів Ge з вакансіями (V) в Si, а також додаткові внутрішні пружні напруження, які виникають внаслідок різниці ковалентних радіусів атомів Si та Ge, викликають пониження ефективності утворення основних вторинних радіаційних дефектів у кристалах, опромінених при кімнатній температурі. Значний інтерес викликають дослідження процесів дефектоутворення в кристалах Si(Ge), опромінених при $T \leq 200 \text{ K}$, коли центри GeV, які утворюються, термічно стабільні та їх вплив на утворення вторинних дефектів повинен бути суттєвим.

В роботі наведено результати дослідження особливості процесів утворення радіаційних дефектів у монокристалах Si(Ge), опромінених при $T \leq 90$ К. Використовувались кристали Si n-типу, вирощені методом Чохральського, спеціально нелеговані і леговані германієм з концентрацією $5 \times 10^{18} \div 2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ з питомим опором $\rho \approx 0,25 \text{ Ом} \times \text{см}$. ЕО проводилось на лінійному прискорювачі електронами з енергією 3,5 МеВ і дозами $5 \times 10^{17} \div 1,2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ при $T \leq 90$ К.

Показано, що легування Si германієм призводить до значного зниження ефективності утворення А-центрів і деякому зменшенню ефективності утворення дивакансій, тобто основна частина вакансій, які утворились під час ЕО, захоплена в центри GeV. Ізохронний відпал досліджених кристалів ($\Delta t = 15$ хв) показав, що підвищення температури до $T \approx 200 \div 280$ К, при якій відбувається дисоціація центрів GeV, приводить до значного збільшення інтенсивності смуги поглинання А-центрів у кристалах Si(Ge). При цьому спостерігається також деяке збільшення інтенсивності смуги поглинання дивакансій. Таким чином основне утворення А-центрів у Si(Ge) відбувається не відразу після ЕО, а після відпалу центрів GeV, коли вакансії, що звільнюються взаємодіють з атомами міжвузельного кисню. Зниження ефективності утворення А- і V_2 - центрів у Si(Ge) в умовах цього експерименту пояснюється припущенням, що атоми германію є центрами непрямої рекомбінації рекомбінаційних дефектів у Si(Ge).

4.1.3. Вплив електронного опромінення на провідність Si при низьких температурах

Результати дослідження впливу ЕО на сильнолеговані кристали Si р-типу провідності наведені в роботі [199]. Досліджувались процеси відпалу дефектів у майже виродженому р-Si під впливом ЕО з дозою $1,58 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ при криогенних температурах.

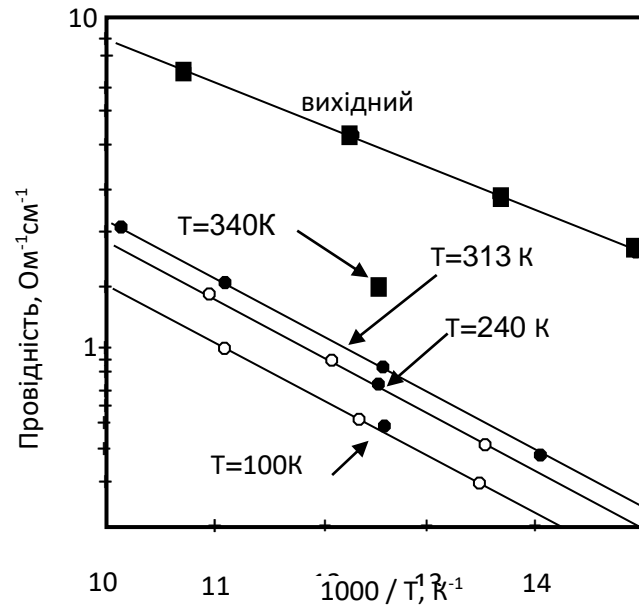


Рис. 4.1. Залежність провідності від оберненої температури для Si:B, опроміненого електронами при 4,7 К і відпаленого при 340 К. Вказано температури відпалу [199].

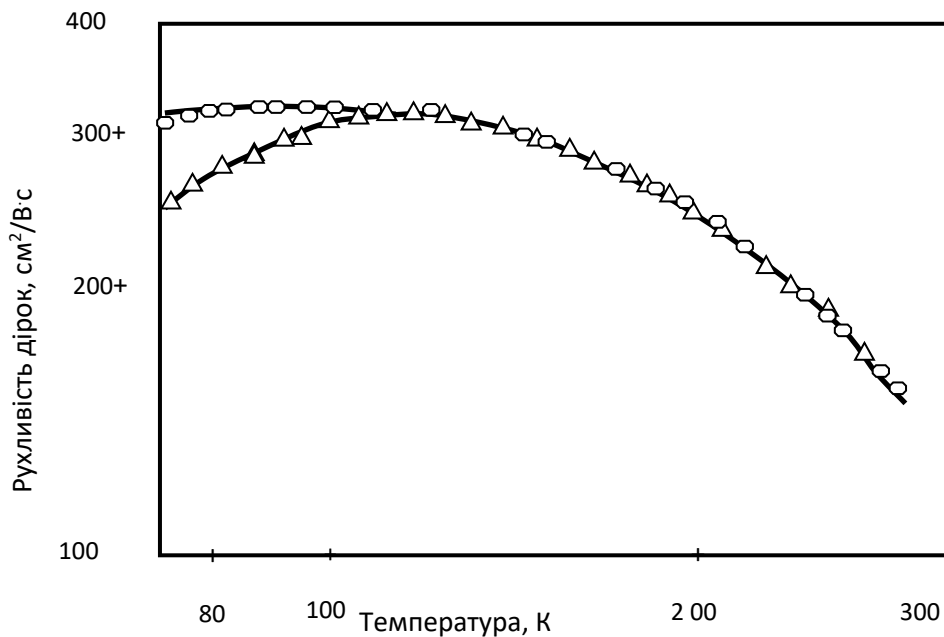


Рис. 4.2. Температурні залежності рухливості дірок в Si:B до опромінення (кружки) і після опромінення при 4,7 К з подальшим відпалом при 340 К (трикутники) [199].

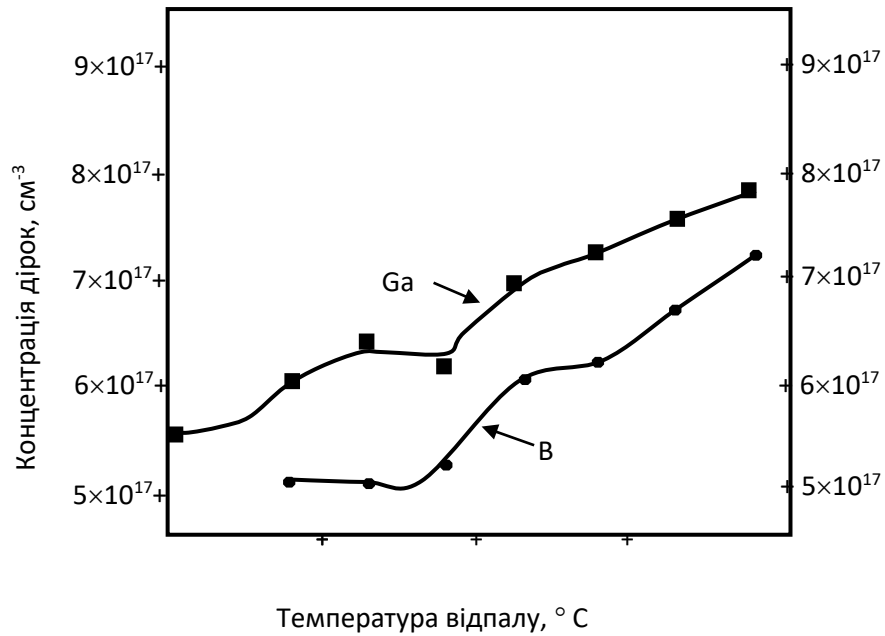


Рис. 4.3. Зміни концентрації дірок в результаті ізохронного відпалу Si:B (кружки) і Si:Ga (квадрати), опромінених при 4,7 К. Концентрації дірок вимірювались при кімнатній температурі. Стрілками показано концентрацію дірок p_0 ($T = 280$ К) і p_{ann} ($T = 280$ К) до і після опромінення з подальшим відпалом до кімнатної температури, відповідно [199].

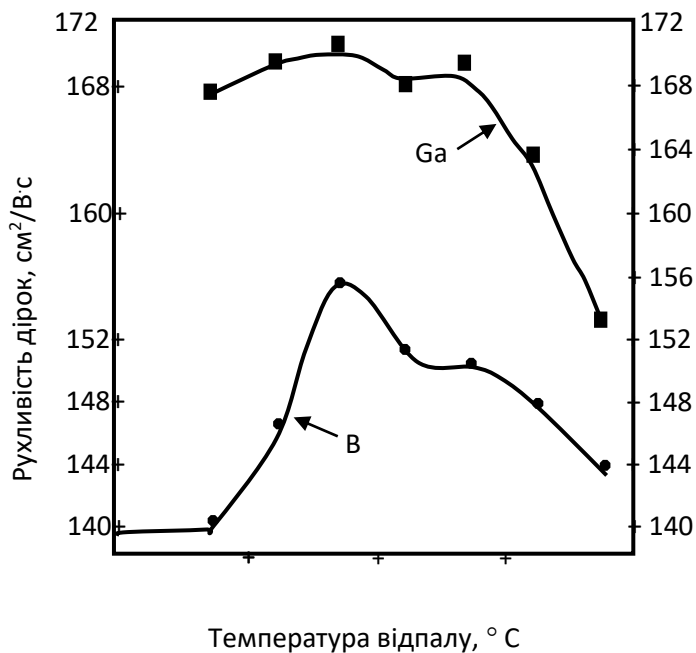


Рис. 4.4. Зміни рухливості дірок як результат ізохронного відпалу Si:B (кружки) і Si:Ga (квадрати), опромінених при 4,7 К.

Стрілками на рис. 4.4. показано рухливість дірок μ_0 ($T = 280$ K) і μ_{ann} ($T = 280$ K) до і після опромінення з подальшим відпалом до кімнатної температури, відповідно [199], а рухливість дірок вимірювались при кімнатній температурі.

Результати подальшого дослідження впливу ЕО на сильнолегований кремній наведено в роботах [200, 201]. Вивчались процеси утворення електрично активних дефектів у виродженому Si, зумовлені опроміненням електронами з енергією 2,5 MeV за температур 4,2 K та 300 K [200].

На рис. 4.5 наведено експериментальні залежності відносних змін провідності, концентрації та рухливості електронів і дірок від дози опромінення для сильнолегованого Si n- і p-типу провідності. Чітко видно, що усі зміни цих параметрів досліджуваних кристалів сильно залежать від дози опромінення [200].

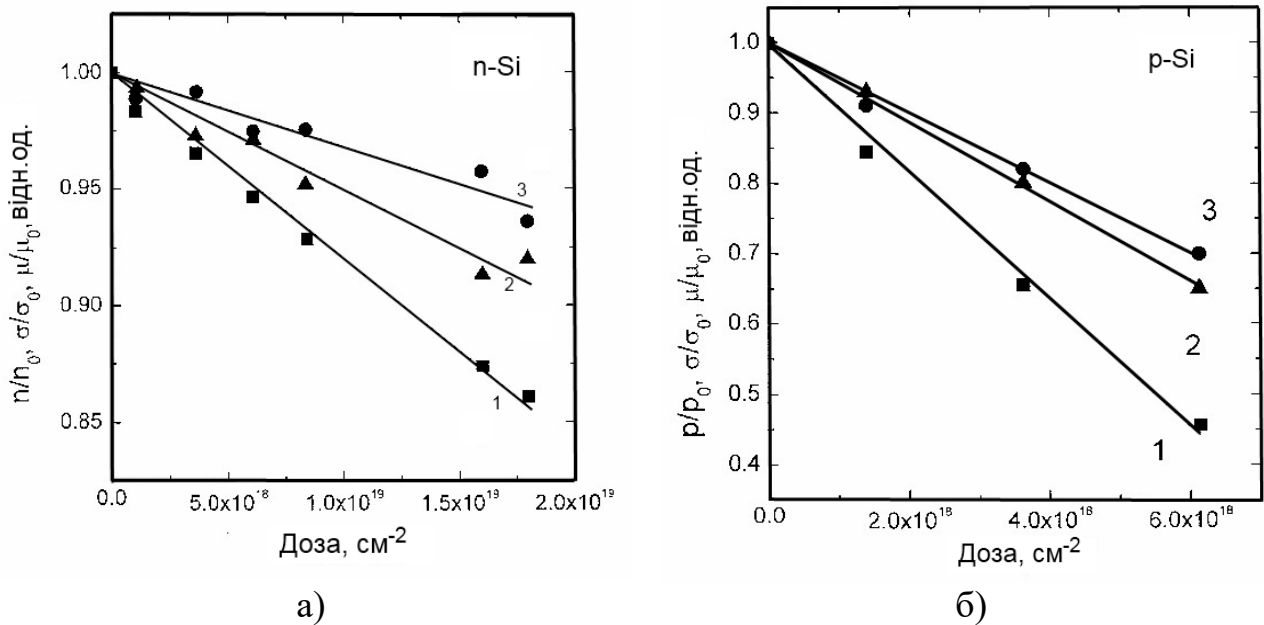


Рис. 4.5. Відносні зміни провідності (крива 1), концентрації носіїв заряду (крива 2) і рухливості (крива 3) від дози зразків, опромінених швидкими електронами при $T=4,7$ K (умови опромінення: $E=2,5$ MeV та $j=7,5$ мкА/см²) для: а) n-Si; б) p-Si. Початкові концентрації і рухливість електронів становлять, відповідно: а) $2,81 \times 10^{19}$ см⁻³ і 90 см²/В×с; б) $2,36 \times 10^{19}$ см⁻³ і 42 см²/В×с [200]

З наведених рисунків зрозуміло, що під впливом ЕО за температури 4,2 K швидкість усунення дефектів у Si p-типу значно вища, ніж в Si n-типу. Вони становлять $\eta_h = (5 \pm 1)$ см⁻¹ і $\eta_e = (0,18 \pm 0,06)$ см⁻¹ для дірок і електронів,

відповідно. З підвищенням температури опромінення до 300 К швидкості віддалення в обох матеріалах демонструють сильну тенденцію до вирівнювання: в р-Si швидкість слабо зростає до $\eta_h = (6 \pm 1) \text{ см}^{-1}$, тоді як в n-Si швидкість істотно зростає від $\eta_e = (0,18 \pm 0,06) \text{ см}^{-1}$ до $\eta_e = (4 \pm 1) \text{ см}^{-1}$. Швидкість віддалення перетворюється у швидкість створення первинних дефектів (пар Френкеля) у виродженому Si, опроміненому електронами з енергією 2,5 MeV за кімнатної температури. Оцінка зроблена з врахуванням втрати домішкових атомів заміщення, яка зумовлена їх взаємодією з власними дефектами і відповідними станами зарядів вторинних дефектів, утворених у Si n- і р-типу провідності. Серед них найбільш важлива є пара домішка V гр. – вакансія, пара міжвузельний бор-атом заміщення бора і пара бор-вакансія. Швидкість утворення пар Френкеля у виродженому Si р-типу при $T = 4,2 \text{ К}$ близька до значення за температури 300 К, приблизно $\eta_{Fr} \approx 1,2 \text{ см}^{-1}$, якщо судити по швидкості віддалення дірок і зарядових станів утворених дефектів, тоді як для виродженого Si n-типу вона виявляється менша, ніж $\eta_{Fr} \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$, враховуючи внесок дивакансій у швидкість віддалення носіїв заряду.

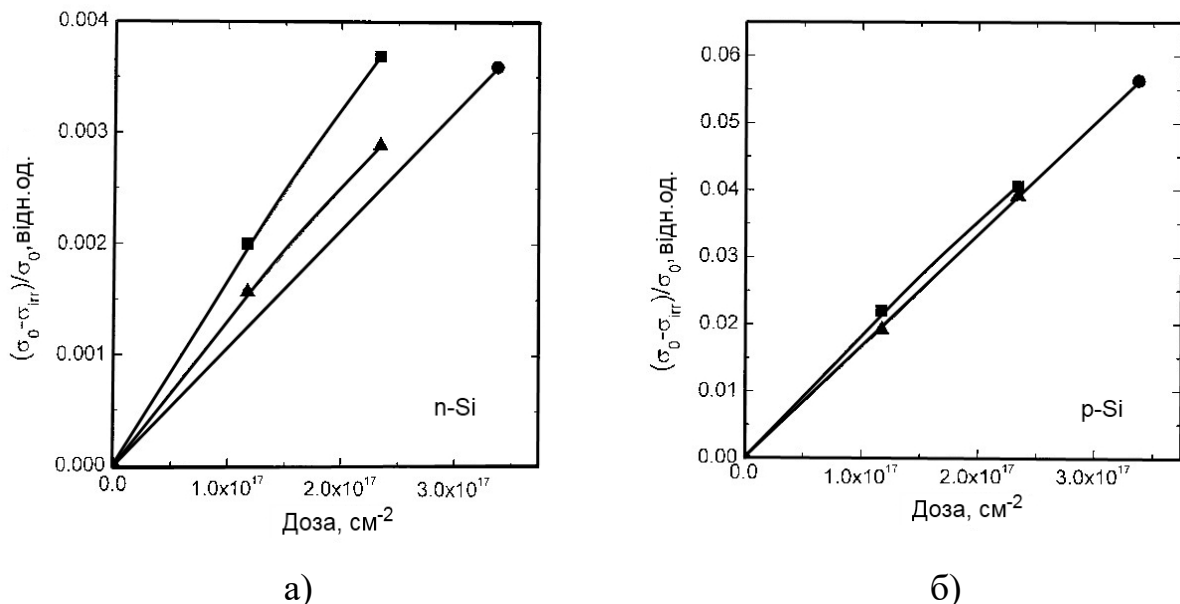


Рис. 4.6. Відносні зміни провідності від дози для зразків, опромінені швидкими електронами при $T=4,7 \text{ К}$ (умови опромінення: $E = 2,5 \text{ MeV}$ та $j = 1 \text{ мкА/см}^2$ (кружечки), $j = 7 \text{ мкА/см}^2$ (квадрати) і $j = 15 \text{ мкА/см}^2$ (трикутники)). Початкова концентрація для: а) n-Si $2,81 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$; б) p-Si $2,2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [200].

У випадку низькотемпературного опромінення обох n- і p-типу провідності виродженого Si спостерігалось, що концентрація носіїв заряду прямо зменшувалась зі збільшенням дози опромінення, а для матеріалу p-типу майже до половини початкової концентрації носіїв. Більше того, кінетика доз опромінення була практично нечутлива (незалежна) до густини струму швидких електронів, як видно на рис. 4.6.

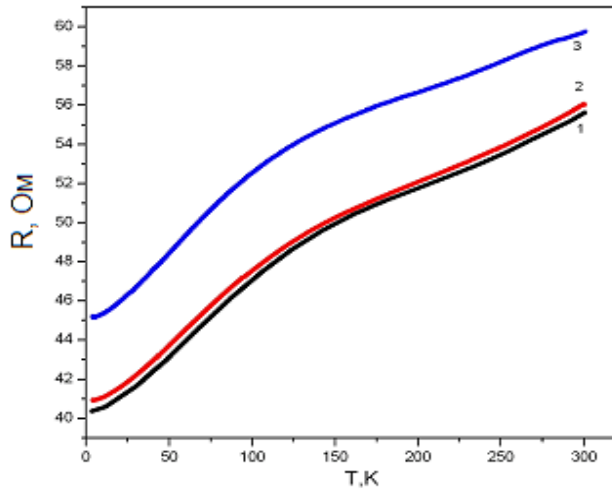
Порівняльні дослідження швидкості утворення первинних дефектів (пар Френкеля) у виродженому Si n- і p-типу, який опромінювався швидкими електронами при $T = 4,2$ К і $T = 300$ К, дозволили авторам роботи [200] зробити кілька важливих висновків. Так було показано, що і концентрація і рухливість носіїв заряду у вироджених матеріалах помітно змінюються навіть на ранніх стадіях ЕО за температури $T = 4,2$ К. Внаслідок цього, вимірювання провідності опромінених матеріалів, які широко застосовуються для оцінки концентрації, треба сприймати із застереженням. Швидкість утворення електрично активних первинних дефектів відрізняється у Si n- і p-типу при опроміненні за $T = 4,2$ К, але вони стають майже однаковими за кімнатної температури для обох матеріалів, а саме, між $1,5$ та 2 см⁻¹.

4.2. Вплив електронного опромінення на характеристики легованих НК Si p-типу провідності

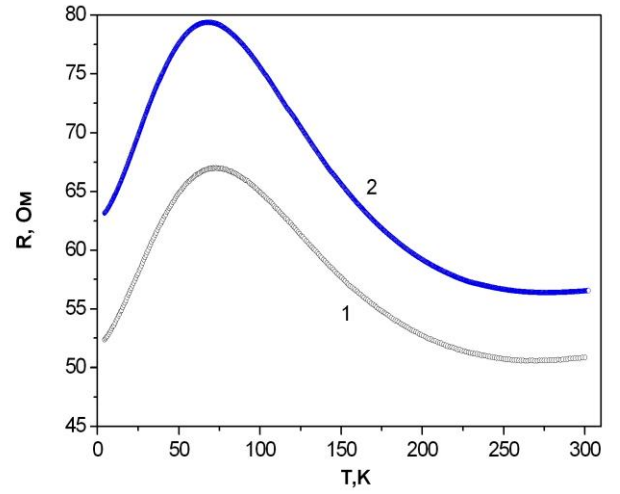
4.2.1 Вплив опромінення електронами високих енергій на температурні залежності опору НК Si

Проведений аналітичний огляд літератури щодо впливу ЕО на провідність Si при низьких температурах (підрозділ 4.1) показав, що всі дослідження проводились при опроміненні електронами невисоких енергій до $2,5$ МеВ. Тому, з наукової точки зору, було доцільно розширити діапазон досліджень і провести вимірювання низькотемпературної провідності НК Si, опромінених електронами більш високих енергій до 10 МеВ. Одержані експериментально температурні залежності опору відібраних НК Si p-типу провідності, легованих бором, із різним

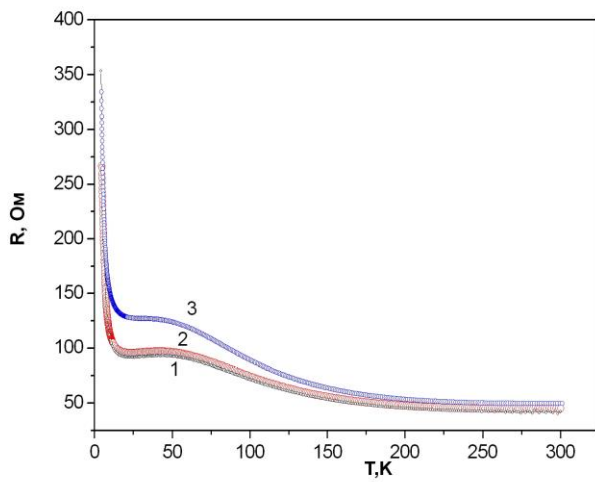
питомим опором $\rho_{300\text{K}}$, до і після опромінення електронами з енергією 10 MeV і флюенсом 1×10^{17} ел/см² і 1×10^{18} ел/см² наведено на рис. 4.7.



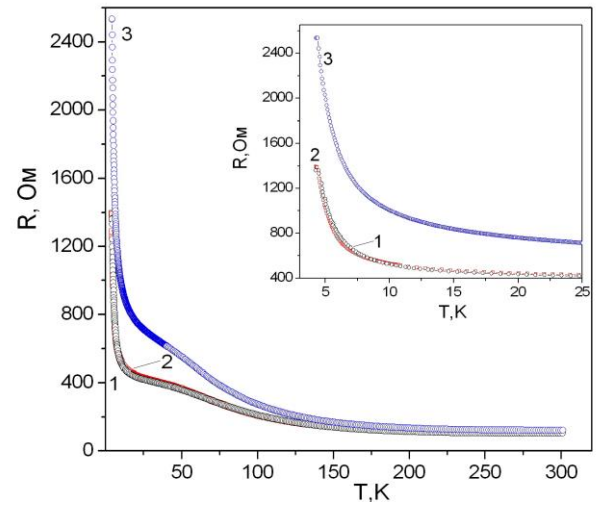
а)



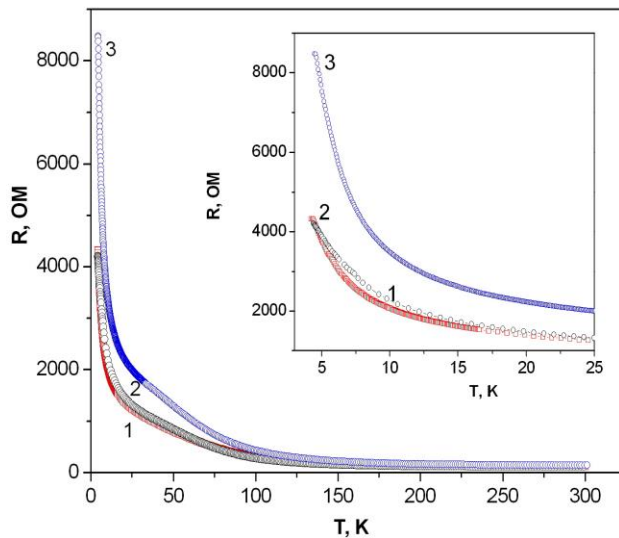
б)



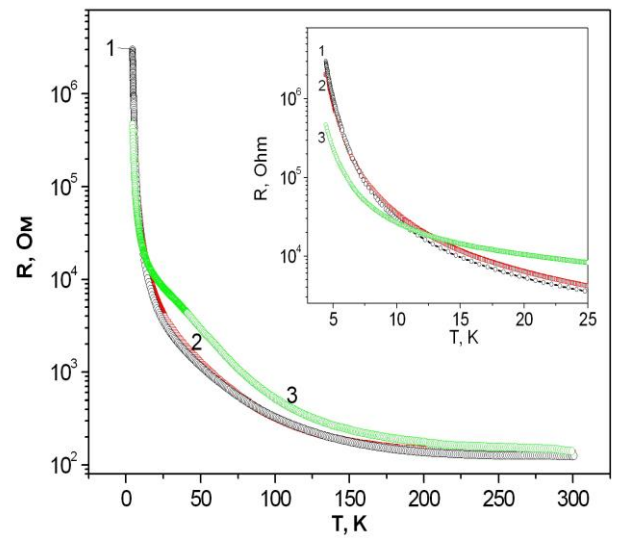
в)



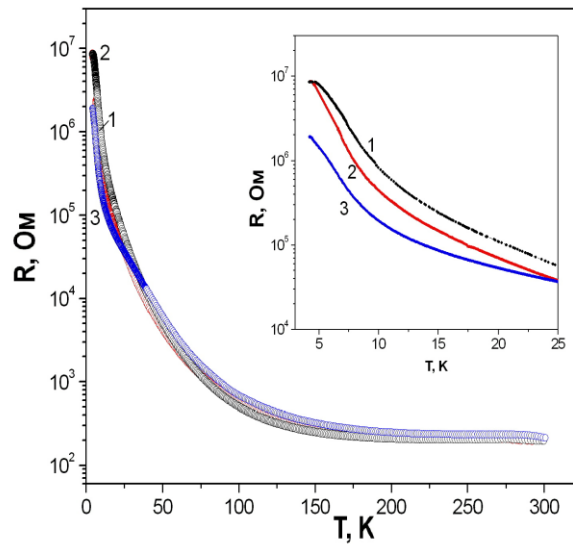
г)



д)



е)



е)

Рис. 4.7. Температурні залежності опору НК Si, опромінених електронами з енергією 10 MeV і флюенсом Φ , ел/см²: 1 – 0; 2 – 1×10^{17} ; 3 – 1×10^{18} для зразків із концентрацією бору, см⁻³: а) 1×10^{19} ; б) 7×10^{18} ; в) $5,5 \times 10^{18}$; г) 5×10^{18} ; д) 1×10^{18} ; е) 9×10^{17} ; є) 8×10^{17}

Аналізуючи одержані температурні характеристики легованих НК Si p-типу провідності до та після опромінення, можна відзначити такі характерні особливості [56-57, 60-61]:

1. Опромінення електронами з енергією 10 MeV і флюенсом 1×10^{17} см⁻² приводить до незначних змін опору (в межах 1 ÷ 2 %) досліджених кристалів, тоді як опромінення з флюенсом 1×10^{18} см⁻² зумовлює більш значні зміни опору цих кристалів, особливо при низьких температурах.
2. Для сильнолегованих бором (вироджених) НК Si з концентрацією 1×10^{19} см⁻³ (рис. 4.7,а) і для зразків із концентрацією домішки в околі ПМД $(1 \div 7) \times 10^{18}$ см⁻³, як з металевого, так і діелектричного боку, (рис. 4.7, б, в, г, д) після опромінення спостерігається збільшення опору зразків, і відповідно, зменшення провідності в області низьких температур.
3. Для НК Si з меншим рівнем легування $(8 \div 9) \times 10^{17}$ см⁻³ та напівпровідниковим характером провідності (рис. 4.7, е, є) після опромінення спостерігалась інша тенденція – зменшення опору зразків при низьких температурах після опромінення, тобто збільшення провідності опромінених кристалів.

Одержані результати щодо зменшення низькотемпературної провідності НК Si, сильнолегованих та з концентрацією бору поблизу ПМД, після опромінення електронами можна пояснити наступним. Під час опромінення Si, легovanого бором, утворюються, зокрема, комплекс вакансія + бор, якому відповідає рівень $E_v + 0,45$ eV, а також пара міжвузельний атом бора + бор заміщення, якому відповідає рівень $E_c - 0,26$ eV [193], тобто утворюються радіаційні дефекти з глибокими акцепторними рівнями й одночасно вводяться компенсуючі донорні радіаційні дефекти, які зменшують концентрацію дірок. Під час опромінення електронами з енергією 10 MeV атомам Si у лобовому зіткненні (максимальна передана енергія) передається енергія 8,5 KeV. Атом Si з такою енергією, в свою чергу, створює каскад зміщень. Передана електроном атому енергія при зіткненні залежить від прицільного параметра і змінюється від порогової (пара Френкеля) до максимальної. Отже, під час опромінення Si електронами з енергією 10 MeV створюється набір кластерів з різним числом зміщених атомів і, відповідно, різних розмірів. Отже, зменшення провідності НК Si, легovanаних бором, після опромінення електронами високих енергій зумовлено як процесами розсіювання носіїв заряду на вторинних радіаційних дефектах, яке приводить до зменшення їх рухливості, так і зменшенням концентрації носіїв.

Одержані нами експериментальні результати для НК Si з концентрацією $1 \times 10^{18} \div 1 \times 10^{19}$ см⁻³ узгоджуються з даними роботи [200], в якій наведено результати досліджень впливу електронного опромінення на провідність сильнолегованих зразків Si p-типу провідності.

4.2.2. Вплив електронного опромінення на стрибкову провідність легovanаних НК Si

Під час проведення аналізу низькотемпературної провідності досліджених НК Si, які піддавались електронному опроміненню, значна увага приділялась вивченню стрибкової провідності, яка проявляється в області температур, близьких до температури рідкого гелію. З наших експериментів випливає, що опромінення високоенергетичними електронами приводить до зменшення

низькотемпературної, зокрема, стрибкової провідності НК Si з концентрацією легуючої домішки бору в околі ПМД $(1\div 7)\times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Особливо це проявляється при високих дозах опромінення $\Phi = 1\times 10^{18} \text{ ел/см}^2$.

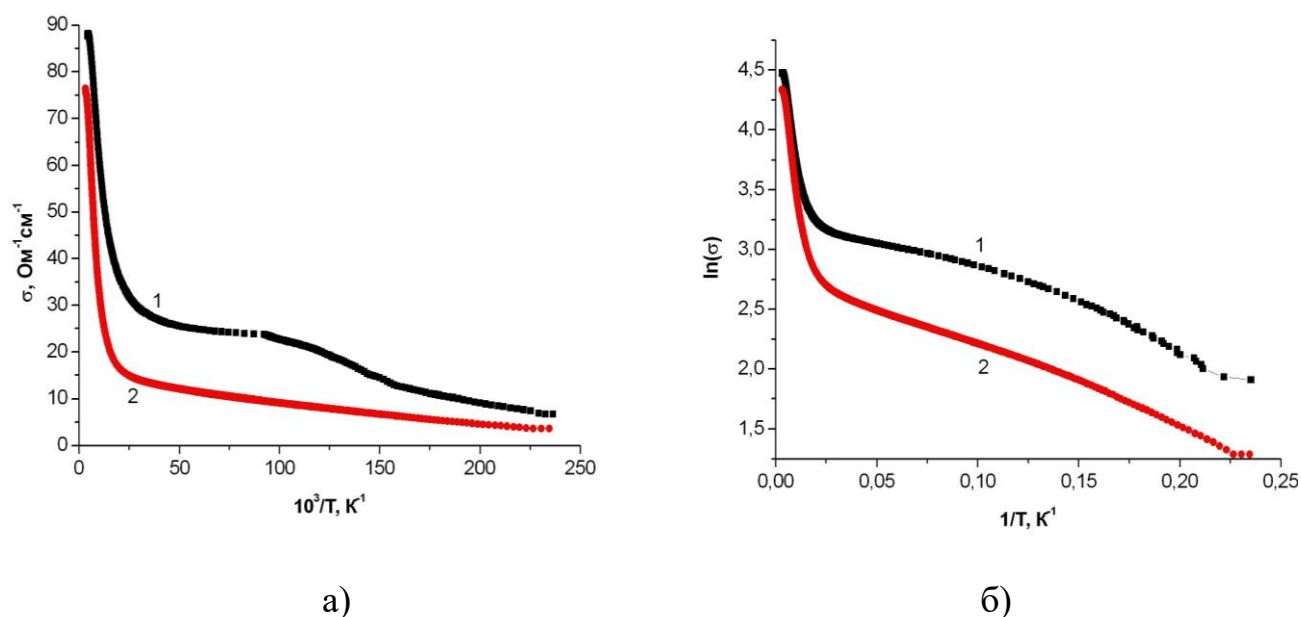


Рис. 4.8. Температурні залежності провідності σ (а) і логарифму σ (б) для зразків Si з концентрацією бору $5\times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (ПМД), опромінені електронами з $E=10 \text{ MeV}$ і флюенсом Φ : 1 – 0; 2 – $1\times 10^{18} \text{ ел/см}^2$.

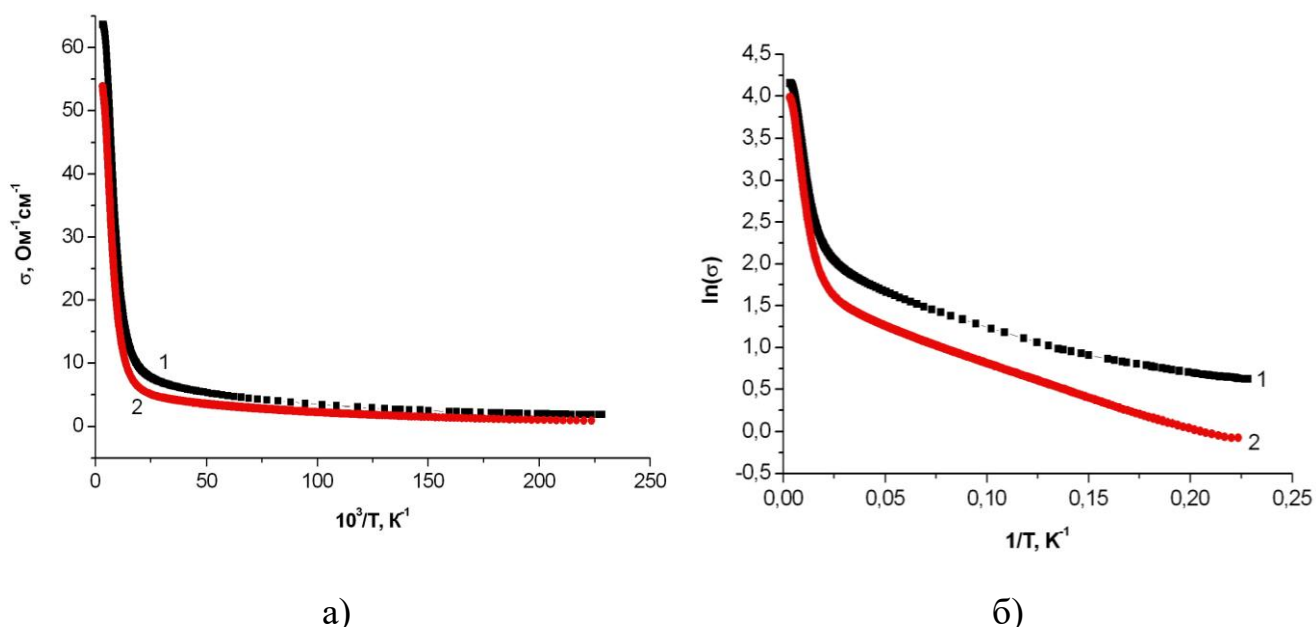


Рис. 4.9. Температурні залежності провідності σ (а) і логарифму σ (б) для зразків Si з концентрацією бору $1\times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (діелектричний бік ПМД), опромінені електронами з $E=10 \text{ MeV}$ і флюенсом Φ : 1 – 0; 2 – $1\times 10^{18} \text{ ел/см}^2$.

Провідність кристалів описується формулою:

$$\sigma = \sum_{i=1}^3 \sigma_i \exp\left(\frac{E_i}{kT}\right) \quad (4.1),$$

де E_1 - енергія термоіонізації основного домішкового стану (акцепторного); E_2 - енергія активації стрибкової провідності по двічі окупованих домішкових станах; E_3 - енергія активації стрибкової провідності з незалежними (некорельованими) стрибками по парах домішкових центрів.

Для розрахунку енергій активацій побудовано логарифмічні залежності провідності від температури. На рис. 4.8. – 4.9 наведено графіки для досліджених НК Si p-типу провідності з концентрацією бору поблизу ПМД. Для всіх досліджених зразків розраховано енергії активації стрибкової провідності E_2 і E_3 . У НК Si p-типу провідності, легованих бором до концентрацій в діапазоні $(5 \div 7) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, було виявлено провідність із енергією активації E_3 в інтервалі температур $4,5 \div 8 \text{ К}$, а в зразках з концентрацією $(1 \div 7) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ крім стрибкової провідності з енергією E_3 , проявляється провідність енергією активації E_2 в інтервалі температур $8 \div 22 \text{ К}$. Розраховані нами значення енергій активації стрибкової провідності для досліджених зразків Si p-типу провідності, легованих бором до концентрацій в околі ПМД наведено в табл. 4.3 [61].

Таблиця 4.3

Енергії активації стрибкової провідності у Si p-типу провідності

Концентрація бору, см^{-3}	Енергія активації, меВ при температурах			ЕО $E=10 \text{ MeV}$ і флюенс Φ , см^{-2}
	E_3	E_2	E_1	
5×10^{18}	0,9 (4,5 ÷ 6 К)	-	10,8 (60 ÷ 100 К)	0
	0,7 (4,5 ÷ 20 К)	-	10,9 (75 ÷ 200К)	1×10^{18}
1×10^{18}	0,4 (4,4 ÷ 6 К)	0,81 (7,5 ÷ 20 К)	17,5 (70 ÷ 165 К)	0
	0,3 (4,3 ÷ 4,7 К)	0,85 (5,7 ÷ 21К)	18,2 (82 ÷ 208К)	1×10^{18}

Як зрозуміло з наведеної таблиці, під впливом опромінення електронами з енергією 10 MeV і флюенсом 1×10^{18} ел/см² спостерігається тенденція до зменшення енергії активації стрибкової провідності E_3 і до незначного зростання енергії активації E_2 . Для встановлення чіткої кількісної залежності енергії активації від ЕО необхідні додаткові експерименти в області температур, нижчих за 4,2 К.

На відміну від описаних НК Si p-типу провідності з концентрацією бору поблизу ПМД, в менш легованих зразках із концентрацією $(8 \div 9) \times 10^{17}$ см⁻³, після опромінення спостерігалось збільшення низькотемпературної провідності (рис. 4.7 е, є) [57, 61]. Такий характер виявленої стрибкової провідності узгоджуються з даними робіт [201, 202], в яких, зокрема, наведено результати дослідження стрибкової провідності під дією ЕО при гелієвих температурах для зразків Si p-типу провідності, менш легованих із концентрацією бору 1×10^{17} см⁻³ та 3×10^{16} см⁻³, відповідно. В цих роботах показано, що збільшення стрибкової провідності сильно залежить від вмісту хімічних акцепторів (бору, алюмінію).

Оскільки, як було встановлено в роботах авторів [203] значення стрибкової провідності, в основному, визначаються концентрацією компенсуючих домішок, то в умовах експерименту, коли рівень Фермі знаходиться на рівні хімічних акцепторів, атоми Si і атоми III групи (бору) в міжвузельному положенні повинні мати позитивний заряд і діяти як компенсуючі донори [202]. Наведене збільшення стрибкової провідності зразків практично не змінювалось під час радіаційного відпалу та впродовж їх нагріву до кімнатної температури. З цього зроблено висновок про перехід бору під час опромінення в міжвузельне положення по моделі Воткінса. Оскільки цей процес відбувається навіть при температурі 1,6 К з енергією активації міжвузельних атомів Si $E_i = 0,002$ eV, то це свідчить про нетермічний механізм руху міжвузельних атомів Si [202].

4.2.3. Дослідження впливу електронного опромінення з різною енергією та флюенсом на характеристики легованих НК Si

Дослідження впливу опромінення електронами на провідність НК Si з концентрацією легуючої домішки бору в діапазоні $8 \times 10^{17} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, що охоплює область ПМД.

Опромінення здійснювалось електронами з енергією в діапазоні $4,2 \div 14 \text{ MeV}$ і флюенсом $5 \times 10^{16} \div 1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$ при кімнатній температурі з використанням електронного прискорювача типу Мікротрон М-30, методика проведення якого описана в розділі 1.7.1.

Першим етапом було дослідження впливу енергії та флюенсу електронів на опір НК Si р-типу провідності при кімнатній температурі. На рис. 4.10 наведено отримані експериментально залежності відносної зміни опору опромінених зразків, легованих бором, із концентрацією $5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ від флюенсу електронів із енергією 4,2 та 14 MeV. Як видно з наведених графіків (рис. 4.10), на опір опромінених зразків при кімнатній температурі впливає як енергія електронів, так і величина їх флюенсу. При флюенсі $\Phi \leq 1 \times 10^{17} \text{ ел/см}^2$ опір опромінених зразків практично не змінюється (до 1 %).

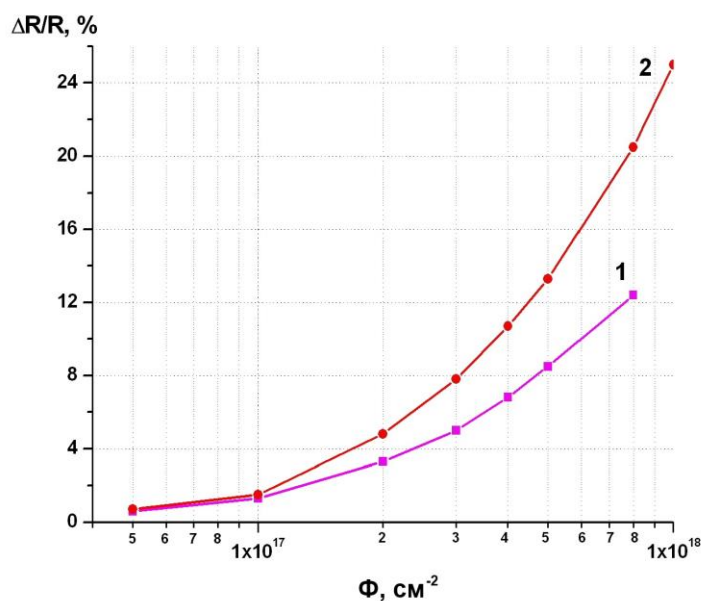


Рис. 4.10. Залежності відносної зміни опору опромінених НК Si, легованих бором, із концентрацією $5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ від флюенсу електронів з енергією E , MeV: 1 - 4,2; 2 – 14.

Наступним етапом було дослідження впливу опромінення електронами високих енергій ($E = 10$ MeV) на провідність легованих НК Si в широкому інтервалі температур $4,2 \div 300$ К. На рис. 4.11 наведено залежності відносної зміни опору НК Si, легованих бором, від флюенсу електронів з енергією 10 MeV за різних температур.

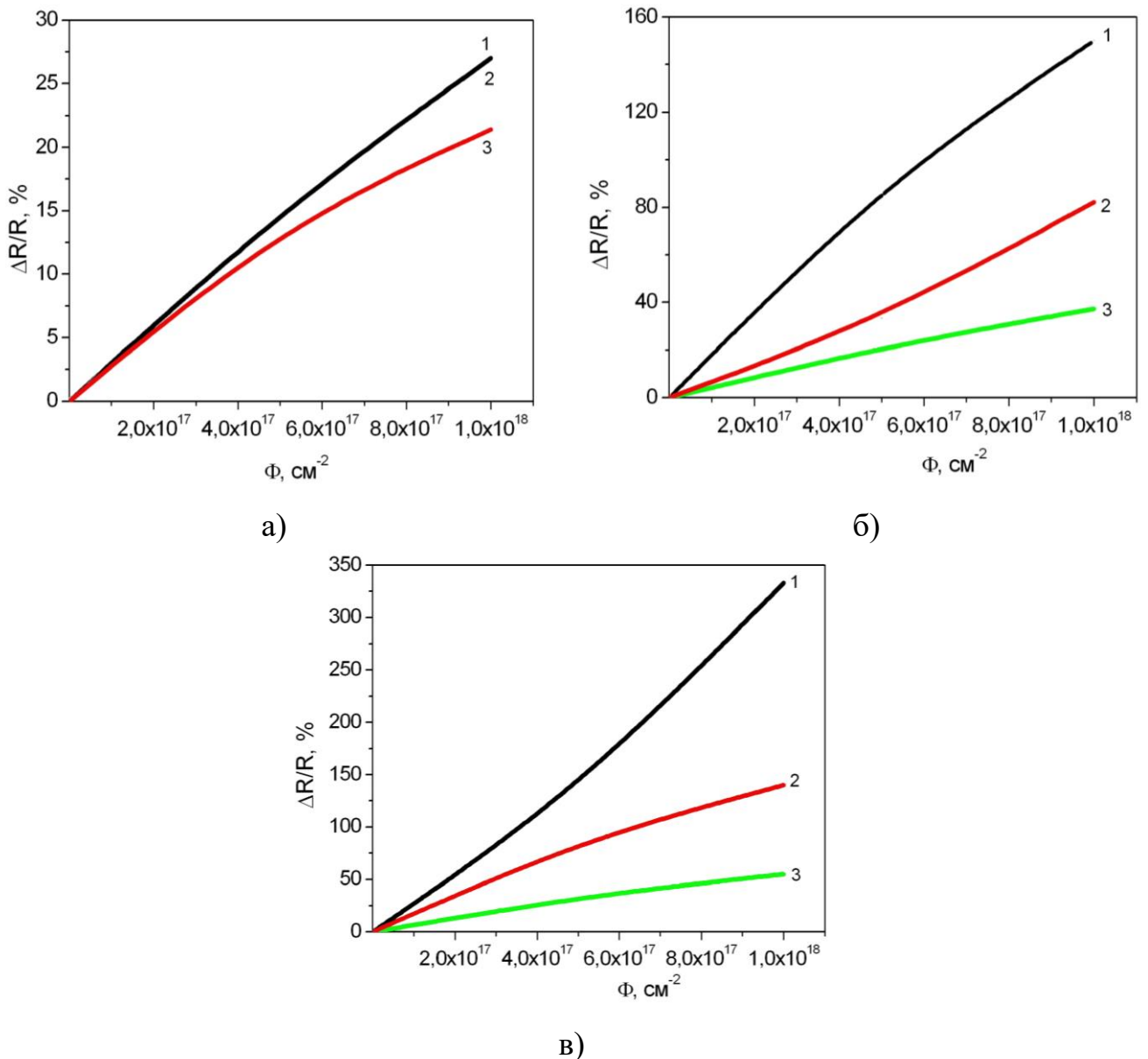


Рис. 4.11. Залежності відносної зміни опору опромінених НК Si від флюенсу електронів з енергією 10 MeV при певних фіксованих температурах, К: 1 – 4,2; 2 – 77; 3 – 300 для зразків із концентрацією, cm^{-3} : а) 1×10^{19} ; б) $5,5 \times 10^{18}$; в) 1×10^{18}

В результаті проведених досліджень виявлено, що опромінення сильнолегованих НК Si з концентрацією $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ та в околі ПМД $(1 \div 7) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ електронами з енергією 10 MeV приводить до зростання опору

зразків у всьому дослідженому інтервалі температур $4,2 \div 300$ К. Таким чином, спостерігалось зменшення низькотемпературної провідності досліджених зразків при гелієвих температурах. Зменшення провідності опромінених зразків порівняно з неопроміненими в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К зумовлено як процесами розсіювання носіїв заряду на вторинних радіаційних дефектах, так і зменшенням концентрації носіїв [56-57, 60-61, 184, 204-208].

Встановлено наступні особливості зміни провідності (опору) досліджуваних НК Si під впливом ЕО:

- найменші зміни опору опромінених кристалів у всьому інтервалі температур $4,2 \div 300$ К спостерігались для сильнолегованих (вироджених) НК Si з концентрацією $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$;
- зменшення концентрації легуючої домішки - бору зумовлює збільшення впливу опромінення на провідність кристалів у всьому досліджуваному інтервалі температур;
- найбільші зміни провідності досліджуваних кристалів з концентрацією бору поблизу ПМД під впливом опромінення відбуваються при низьких температурах, особливо при температурі рідкого гелію.

Варто зауважити, що опромінення при кімнатній температурі високоенергетичними електронами з флюенсом $1 \times 10^{17} \text{ ел/см}^2$ не приводить до суттєвих змін величини провідності (опору) НК Si, що дозволяє їх використання для створення радіаційностійких сенсорів.

4.3. Вплив електронного опромінення на магнітоопір НК Si

Паралельно з дослідженнями низькотемпературної провідності опромінених легуваних НК Si проводились вимірювання магнітоопору цих зразків (табл. 1.9) у сильних магнітних полях до 14 Тл при низьких температурах, близьких до температури рідкого гелію.

Дослідження впливу ЕО на магнітоопір НК Si р-типу провідності при температурі 4,2 К проводилось за методикою, описаною в розділі 1.5.1. Одержані експериментально результати вимірювання магнітоопору досліджених НК Si до і

після опромінення електронами з енергією 10 МеВ і флюенсом $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ та $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ наведено на рис. 4.12–4.14.

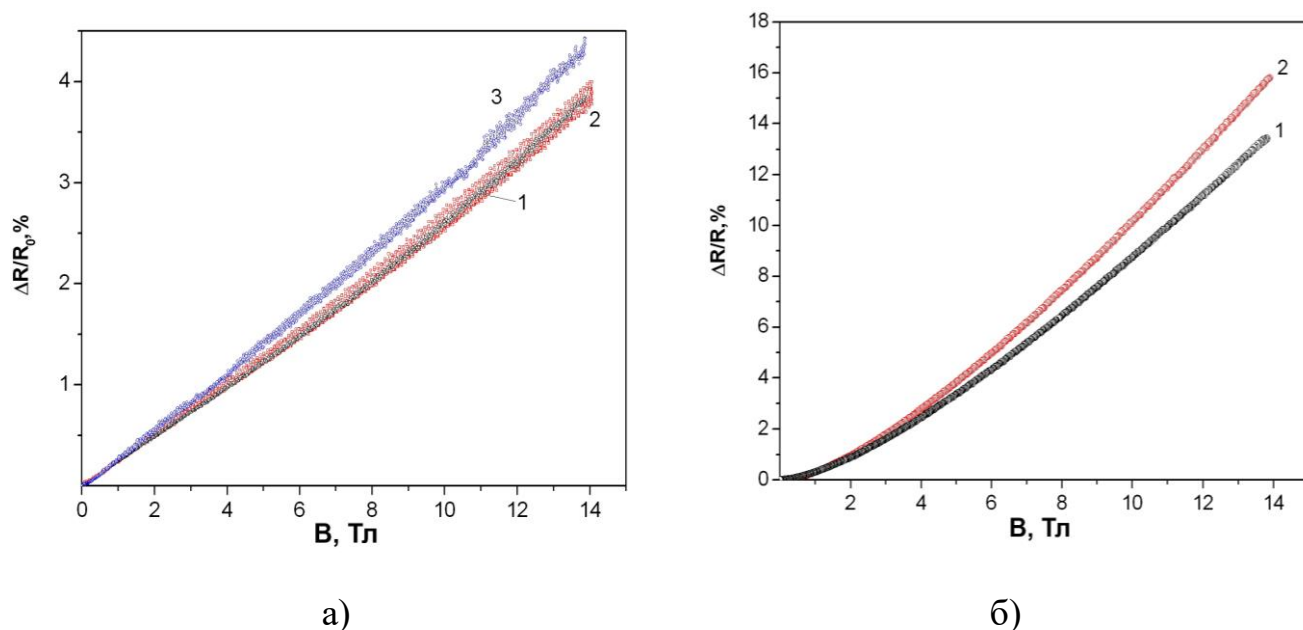


Рис. 4.12. Магнітоопір НК Si при температурі 4,2 К, опроміненних електронами з енергією 10 МеВ і флюенсом Φ , ел/см²: 1 - 0; 2 – 1×10^{17} ; 3 – 1×10^{18} для зразків із концентрацією бору, см⁻³: а) 1×10^{19} ; б) 7×10^{18}

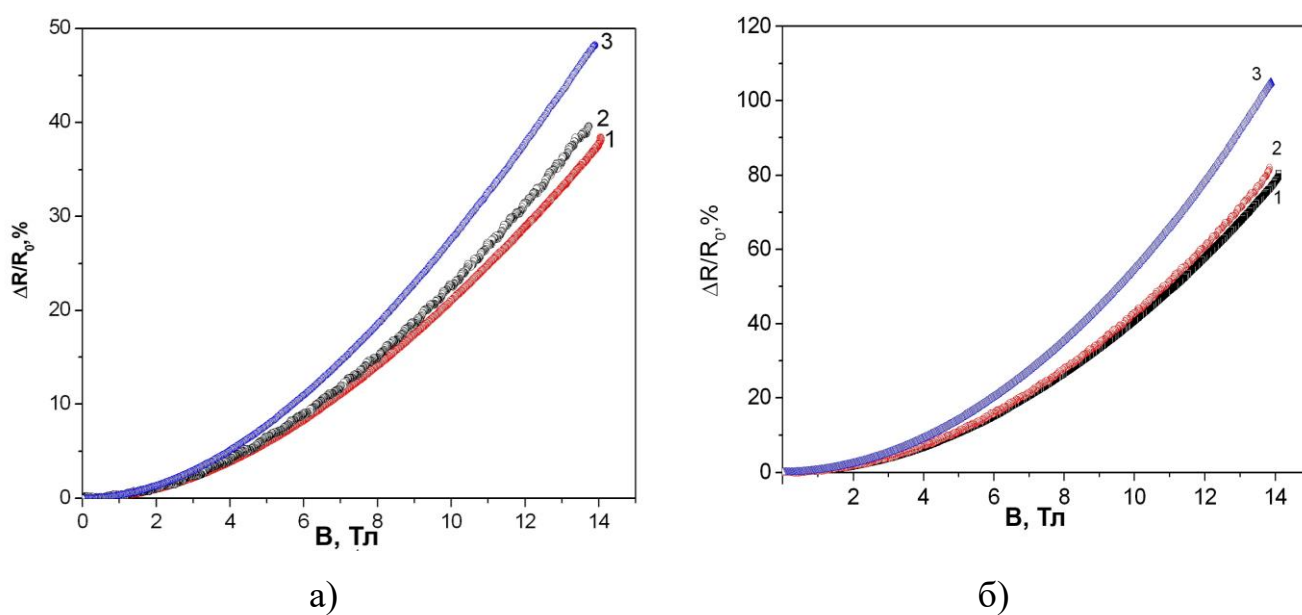


Рис. 4.13. Магнітоопір НК Si при температурі 4,2 К, опроміненних електронами з енергією 10 МеВ і флюенсом Φ , ел/см²: 1 - 0; 2 – 1×10^{17} ; 3 – 1×10^{18} для зразків із концентрацією бору, см⁻³: а) $5,5 \times 10^{18}$; б) 5×10^{18}

З рис. 4.12 – 4.14 зрозуміло, що магнітоопір зразків Si з концентрацією бору в діапазоні $1 \times 10^{18} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ збільшується після опромінення. Опромінення електронами з енергією 10 МеВ і флюенсом $1 \times 10^{17} \text{ ел/см}^2$ приводить до незначних змін магнітоопору зразків, а із збільшенням флюенсу до $1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$ відбувається значне зростання значень їх магнітоопору [56, 61].

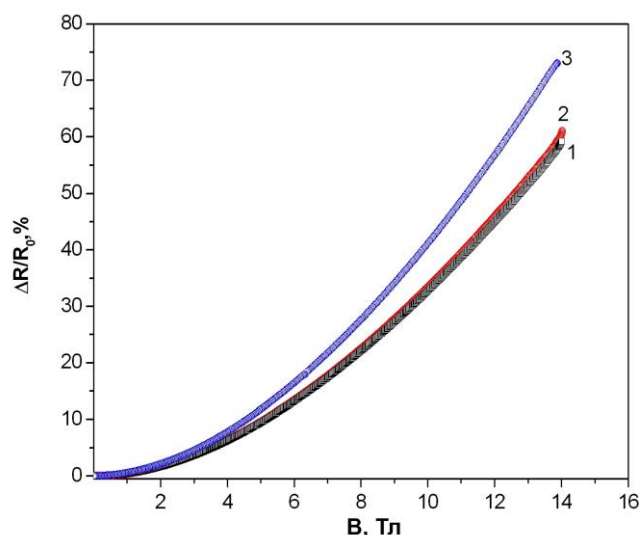


Рис. 4.14. Магнітоопір НК Si з концентрацією бору $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при температурі 4,2 К, опромінені електронами з $E = 10 \text{ МеВ}$ і флюенсом Φ , ел/см^2 : 1 – 0; 2 – 1×10^{17} ; 3 – 1×10^{18}

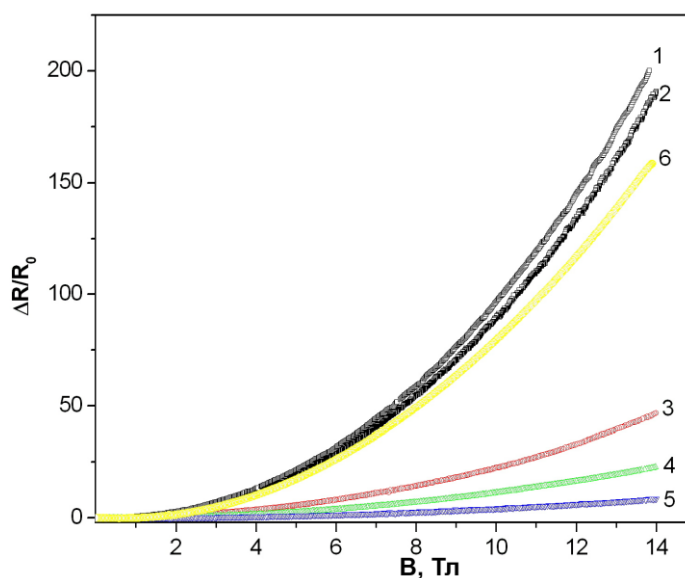


Рис. 4.15. Магнітоопір НК Si з концентрацією бору $9 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, опромінені електронами з енергією 10 МеВ і флюенсом Φ , ел/см^2 : 1 – 0 ($T = 4,2 \text{ К}$); 2 – 1×10^{17} ($T = 4,2 \text{ К}$); 3 – 1×10^{17} ($T = 7,5 \text{ К}$); 4 – 1×10^{17} ($T = 12,2 \text{ К}$); 5 – 1×10^{17} ($T = 27,8 \text{ К}$); 6 – 1×10^{18} ($T = 4,2 \text{ К}$)

Виявлено кореляцію між впливом ЕО на опір та магнітоопір досліджених кристалів при низьких температурах: зберігається тенденція зміни опору та магнітоопору кристалів під впливом опромінення електронами високих енергій. Очевидно, для НК Si р-типу провідності з концентрацією бору $1 \times 10^{18} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ із збільшенням флюенсу до $1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$ відбувається збільшення як значень опору, так і магнітоопору цих зразків, наприклад, рис. 4.7, г та 4.10, б, відповідно, а із зменшенням опору зразків із концентрацією легуючої домішки $9 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає діелектричному боку ПМД.

Під впливом ЕО спостерігається також зменшення значень їх магнітоопору після опромінення (рис. 4.15), що підтверджено результатами наших робіт [56, 61]. Нами встановлено, що для Si р-типу провідності з підвищенням температури вимірювання магнітоопору до 30 К величина магнітоопору зменшується (рис. 4.15) [56]. Нашим наступним завданням є визначення граничних доз опромінення НК Si з концентрацією бору $8 \times 10^{17} \div 5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при яких можлива стабільна робота сенсорів фізичних величин, створених на їх основі.

4.4. Тензорезистивні характеристики НК Si, опромінених електронами високих енергій

4.4.1. Вплив деформації на низькотемпературну провідність легованих НК Si, опромінених електронами

Для дослідження впливу деформації на провідність опромінених електронами НК Si, легованих бором, використовувалась розроблена методика, описана в розділі 1.4.1, створення одновісної деформації кристалів за рахунок різниці коефіцієнтів термічного розширення НК Si та матеріалу підкладки, на якій закріплювались зразки [31].

У цьому експерименті використовувались мідні підкладки, які дозволяли створити одновісну деформацію стиску НК Si р-типу провідності в кристалографічному напрямку [111]. За наведеною формулою (1.11) розраховувалась величина одновісної деформації, яка діє на зразок, закріплений

на мідній підкладці, в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К. При температурі 4,2 К ця деформація з врахуванням коефіцієнта $\gamma = 0,8$ становить $\varepsilon = -3,8 \times 10^{-3}$ відн.од.

Для досліджень підбирались пари НК із максимально близькими параметрами: питомим опором і співвідношенням значень опорів кристалів за температур 77 К та 300 К, а саме - R_{77K}/R_{300K} , які характеризують температурну залежність опору досліджуваних зразків (табл. 4.4).

Таблиця 4.4

Основні параметри досліджуваних НК Si

№ зразка	Концентрація бору, см^{-3}	ρ_{300K} , Ом \times см	R_{77K}/R_{300K}	Коефіцієнт тензочутливості $K_{4,2K}$	Примітка
1	1×10^{19}	0,0059	0,818	47,8	опромін
1'	1×10^{19}	0,0060	0,821	47,4	неопромін
2	$5,5 \times 10^{18}$	0,0104	1,567	-3600	опромін
2'	$5,5 \times 10^{18}$	0,0103	1,536	-9500	неопромін
3	5×10^{18}	0,0114	2,577	$-1,55 \times 10^5$	опромін
3'	5×10^{18}	0,0114	2,718	$-2,23 \times 10^6$	неопромін.
4	1×10^{18}	0,0157	3,767	-9600	опромін
4'	1×10^{18}	0,0157	3,755	-8300	неопромін

Один кристал із відібраної пари піддавався опроміненню електронами з енергією 10 MeV і флюенсом 1×10^{18} ел/см². Наступним кроком експерименту було вимірювання температурної залежності опору як опроміненого, так і неопроміненого кристалів з пари в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К. Потім обидва кристали, один - опромінений, другий - неопромінений, закріплювались на мідній підкладці лаком ВЛ-931 (температура полімеризації 180 °С) і піддавались одновісній деформації. Після цього проводились вимірювання температурної залежності опору деформованих зразків (на мідних підкладках) в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К.

Одержані експериментально температурні залежності опору недеформованих і деформованих НК Si, легованих бором, із різним питомим опором для опроміненого та неопроміненого зразків наведено на рис. 4.16 – 4.19.

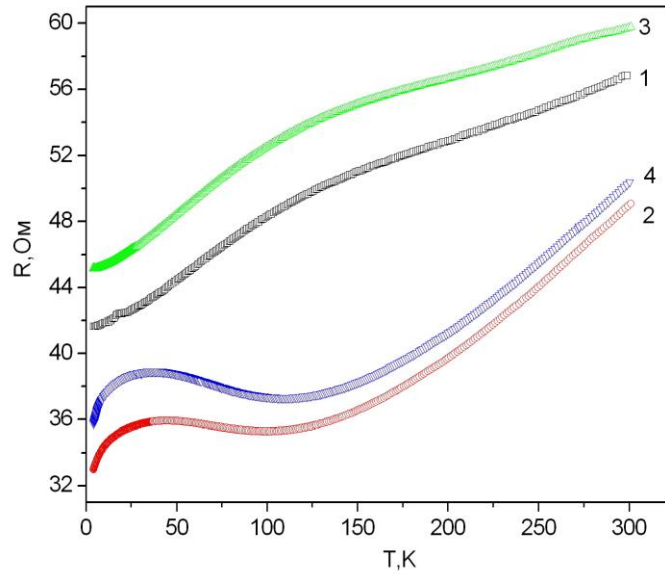


Рис. 4.16. Температурні залежності опору НК Si з концентрацією бору $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (металева провідність), недеформованих (1, 3) і деформованих (2, 4) для неопромінених (1, 2) та опромінених (3, 4) зразків.

Для сильнолегованих НК Si р-типу провідності з концентрацією бору $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (металева провідність) у всьому інтервалі температур $4,2 \div 300 \text{ К}$ спостерігається класичний п'езоопір, при якому опір зразків зменшується під дією одновісної деформації (рис. 3.1)

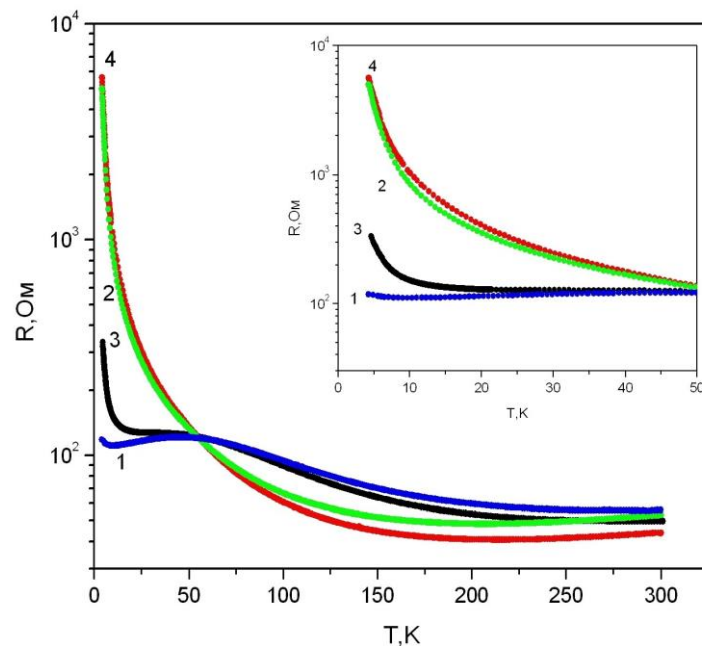


Рис. 4.17. Температурні залежності опору НК Si з концентрацією бору $5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (поблизу ПМД з металевого боку), недеформованих (1, 3) і деформованих (2, 4) для неопромінених (1, 2) та опромінених (3, 4) зразків.

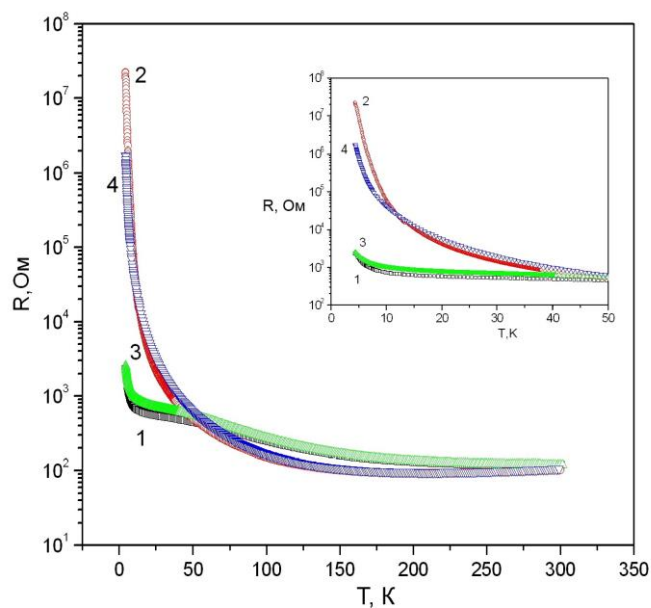


Рис. 4.18. Температурні залежності опору НК Si з концентрацією бору $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (поблизу ПМД з діелектричного боку), недеформованих (1, 3) і деформованих (2, 4) для неопромінених (1, 2) та опромінених (3, 4) зразків.

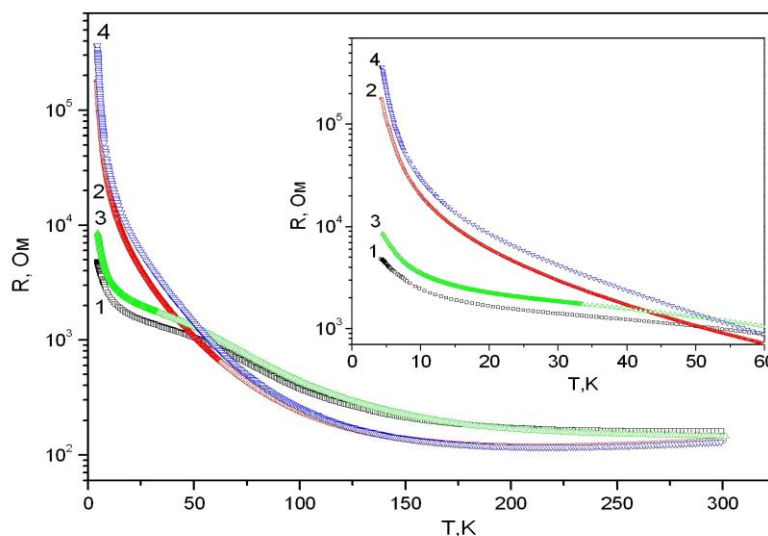


Рис. 4.19. Температурні залежності опору НК Si з концентрацією бору $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (віддалено від ПМД у діелектричний бік), недеформованих (1, 3) і деформованих (2, 4) для неопромінених (1, 2) та опромінених (3, 4) зразків.

Для всіх досліджених НК Si, легованих бором до концентрацій $(1 \div 5,5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, як опромінених, так і неопромінених за гелієвих температур спостерігається некласичний п'єзоопір, який характеризується значним зростанням за значенням опору зразків (на кілька порядків при концентраціях легуючої домішки поблизу ПМД) під дією деформації (рис. 4.17 – 4.19).

4.4.2. Визначення коефіцієнта тензочутливості опромінених високоенергетичними електронами НК Si

З одержаних експериментальних даних в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К розраховувався коефіцієнт тензочутливості для опромінених і неопромінених кристалів за формулою:

$$K(T) = \frac{\Delta R_T(\varepsilon) / R_{\varepsilon=0}(T)}{\varepsilon(T)}, \quad (4.2)$$

де $\Delta R_T(\varepsilon)$ - зміна опору кристала під дією деформації; $R_{\varepsilon=0}(T)$ - значення опору недеформованого зразка; $\varepsilon(T)$ – одновісна деформація, яка діє на кристал. $\Delta R_T(\varepsilon)$ та $R_{\varepsilon=0}(T)$ визначались з експериментальних даних, $\varepsilon(T)$ розрахована згідно (1.11).

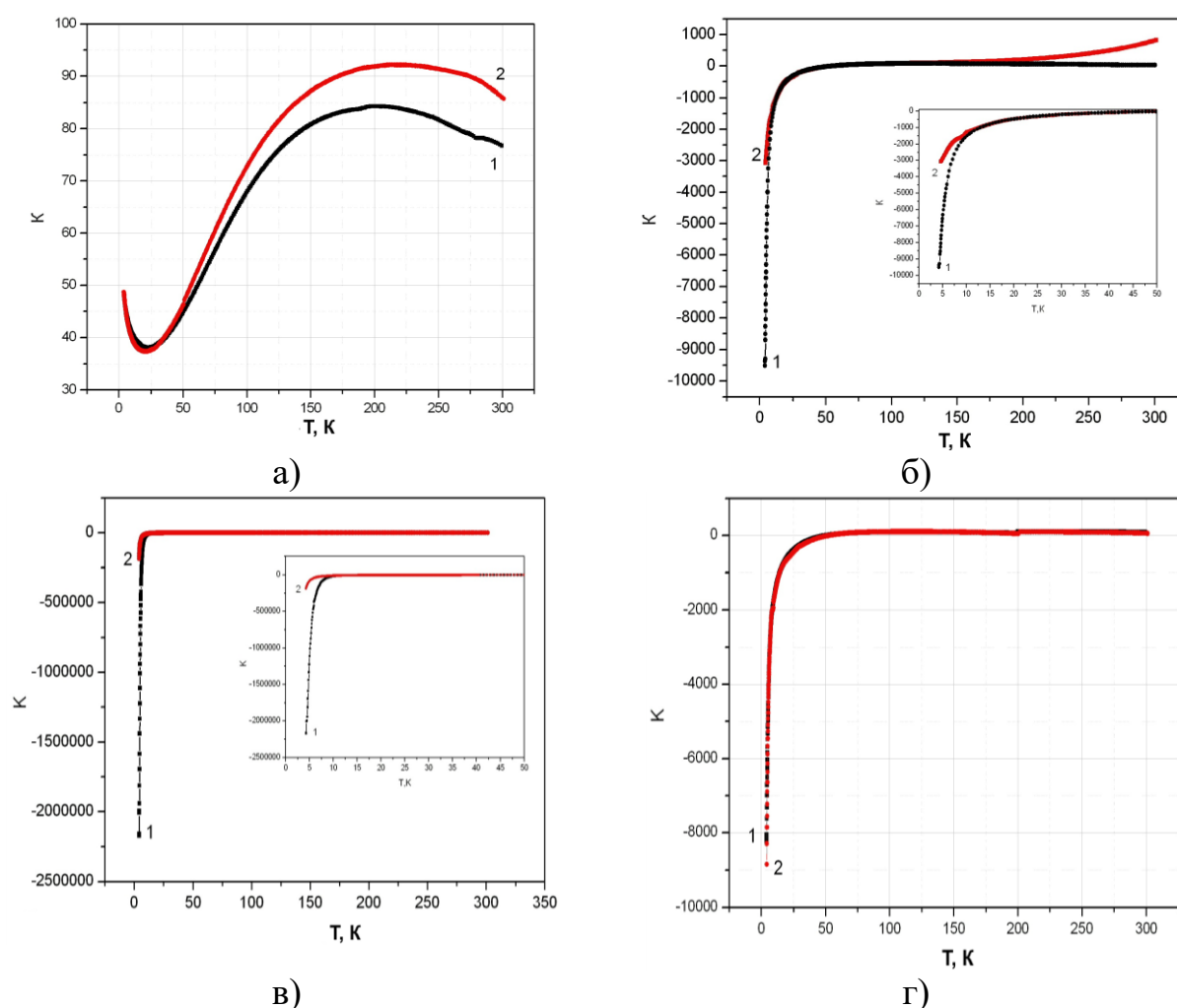


Рис. 4.20. Температурні залежності коефіцієнта тензочутливості неопроміненого (1) та опроміненого електронами з енергією 10 МеВ і флюенсом 1×10^{18} ел/см² (2) НК Si, легованих бором, до концентрації, см⁻³: а) 1×10^{19} (металева провідність); б) $5,5 \times 10^{18}$ (поблизу ПМД); в) 5×10^{18} (ПМД); г) 1×10^{18} (віддалено від ПМД у діелектричний бік).

Розраховані температурні залежності коефіцієнтів тензочутливості опромінених і неопромінених зразків Si p-типу провідності з концентрацією бору в діапазоні $1 \times 10^{18} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ наведено на рис. 4.20 [56]. А його значення при температурі 4,2 К для досліджуваних зразків, неопромінених і опромінених електронами, наведено у табл. 4.1.

З результатів, наведених на рис. 4.20 і в табл. 4.4, можна виявити такі особливості поведінки коефіцієнта тензочутливості при низьких температурах для досліджених нами НК [56, 58]:

- для сильнолегованих бором (вироджених) НК Si p-типу провідності з концентрацією $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, в яких спостерігається класичний п'єзоопір, опромінення електронами з енергією 10 MeV і флюенсом $1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$ не приводить до зміни коефіцієнта тензочутливості цих кристалів за температури рідкого гелію (рис. 4.20, а);
- для НК Si з концентрацією легуючої домішки в околі ПМД ($5 \div 5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) опромінення високоенергетичними електронами ($E = 10 \text{ MeV}$, $\Phi = 1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$) значно зменшує їх коефіцієнт тензочутливості $K_{4,2K}$, при цьому в опромінених зразках зберігаються достатньо високі значення коефіцієнта тензочутливості, характерні для некласичного п'єзоопору (рис. 4.20, б, в);
- для НК Si, легованих бором до концентрацій, більш віддалених від ПМД у діелектричний бік, наприклад $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ після ЕО зберігається некласичний п'єзоопір і спостерігається незначне зростання коефіцієнта тензочутливості $K_{4,2K}$, яке, можливо, спричинено неоднаковістю входження домішок у досліджувані кристали, і як наслідок, різним розсіюванням носіїв заряду на утворених дефектах за гелієвих температур (рис. 4.20, г).

Опромінення тензорезисторів на основі Si електронами високих енергій проводилось нами на імпульсному прискорювачі електронів типу мікротрон М-30 за розробленою методикою [55] (розділ 1.7.1). Тензорезистори опромінювались електронами високих енергій при середній густині струму 10 мкА/см^2 і скважності

2000. Для проведення експерименту тензорезистори розміщувались у контейнері, який встановлювався у фокусі електронного пучка. Щоб уникнути радіаційного нагріву тензорезисторів під час опромінення, для підтримки кімнатної температури здійснювався їх обдув парами рідкого азоту.

Дефекти, що утворюються в Si при опроміненні електронами високих енергій, досить різноманітні та мають різну температуру відпалу [194, 195]. Для виявлення стадій відпалу радіаційних дефектів були зняті криві ізохронного відпалу для ряду опромінених тензорезисторів. Опромінені тензорезистори піддавались ізотермічному відпалу за температури 120 °C на протязі двох годин для закріплення радіаційних дефектів у Si.

Досліджувався вплив ЕО на характеристики тензорезисторів на основі НК Si з концентрацією легуючої домішки бору $7 \times 10^{17} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ у різних інтервалах температур $-196 \div +100 \text{ }^{\circ}\text{C}$ та $-269 \div +20 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Для оцінки радіаційної стійкості кремнієвих тензорезисторів при кімнатних температурах аж до температури рідкого гелію проводились дослідження впливу опромінення електронами високих енергій на характеристики тензорезисторів. В якості чутливих елементів цих тензорезисторів використовуються мікрокристали Si з концентрацією бору, що відповідає області ПМД.

На рис. 4.21 наведено результати вимірювань в інтервалі температур $4,2 \div 300 \text{ K}$, зокрема, типові температурні залежності опору тензорезисторів на основі НК Si з концентрацією бору $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає ПМД після опромінення електронами з енергією 10 MeV і флюенсом 1×10^{17} та $1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$. Як видно з рис. 4.21, опромінені електронами з флюенсом $1 \times 10^{17} \text{ ел/см}^2$ не приводить до зміни опору цих тензорезисторів у досліджуваному інтервалі температур. Для досліджуваних тензорезисторів з концентрацією легуючої домішки в діапазоні $1 \times 10^{18} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ зміна їх опору при температурі рідкого гелію після опромінення електронами з вказаними параметрами не перевищує $1,5 \div 2 \%$ від їх значень до опромінення, в той час як збільшення флюенсу до

1×10^{18} ел/см² при цій же енергії електронів приводить до значної зміни опору і коефіцієнта тензочутливості при гелієвих температурах.

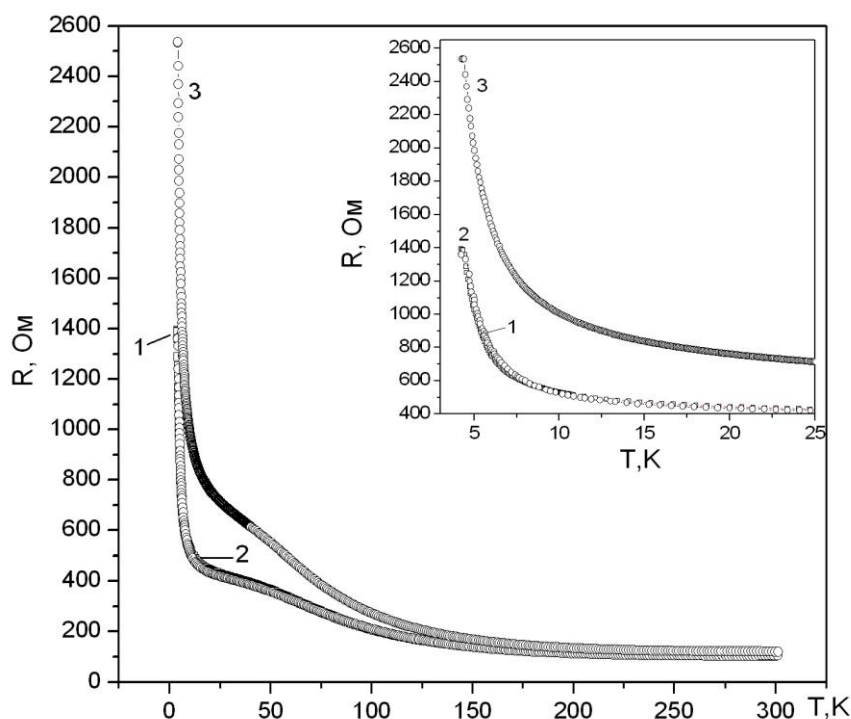


Рис. 4.21. Температурні залежності опору тензорезисторів на основі НК Si з концентрацією бору 5×10^{18} см⁻³ до опромінення (1) і після опромінення електронами з енергією 10 MeV і флюенсом, ел/см²: 2 – 1×10^{17} ; 3 – 1×10^{18} .

Одержані результати щодо зміни опору опромінених тензорезисторів при криогенних температурах добре узгоджуються з даними, наведеними в роботі [200] щодо впливу ЕО на Si р-типу провідності, сильнолегований бором. Виходячи з результатів наших вимірювань при низьких температурах, досліджувані тензорезистори можуть використовуватись для роботи в області криогенних температур аж до температури рідкого гелію в умовах ЕО з енергією $E \leq 10$ MeV і флюенсом до 1×10^{17} ел/см² [55, 59].

За результатами проведених досліджень виявлено стійкість тензорезисторів на основі НК Si з певним ступенем легування бором до дії опромінення електронами високих енергій, що дозволяє оцінити радіаційну стійкість різноманітних сенсорів фізичних величин на основі таких зразків [209].

4.5. Висновки до розділу 4

1. Проаналізовано результати досліджень низькотемпературної провідності опромінених електронами НК Si p-типу провідності з різною концентрацією легуючої домішки, порівнявши їх із відомими літературними даними. Зміни провідності зразків після опромінення зумовлені впливом радіаційних дефектів, які мігрують навіть при криогенних температурах.
2. Встановлено, що опромінення електронами з енергією 10 MeV і флюенсом 1×10^{17} ел/см² не приводить до суттєвих змін опору (1 ÷ 2 %) НК Si з концентрацією в діапазоні $8 \times 10^{17} \div 1 \times 10^{19}$ см⁻³, тоді як опромінення з флюенсом 1×10^{18} ел/см² зумовлює значні зміни опору цих зразків, особливо при низьких температурах. Проведені дослідження дозволяють прогнозувати радіаційну стійкість сенсорів фізичних величин на основі цих НК до дії опромінення високоенергетичними електронами ($E = 10$ MeV) з флюенсом $\Phi \leq 1 \times 10^{17}$ ел/см².
3. Виявлене зменшення провідності НК Si під впливом ЕО при зменшенні концентрації носіїв заряду пов'язане з утворенням міжвузельних атомів бору, яке має місце як при криогенних, так і при кімнатній температурах, що зумовлено процесами розсіювання носіїв струму на вторинних радіаційних дефектах. Опромінення високоенергетичними електронами приводить до зменшення рухливості та концентрації дірок зумовленого утворенням радіаційних дефектів із глибокими акцепторними рівнями і одночасним введенням компенсуючих донорних радіаційних дефектів.
4. Встановлено, що в НК Si з концентрацією легуючої домішки в околі ПМД під впливом опромінення електронами з енергією 10 MeV і флюенсом 1×10^{18} ел/см² спостерігається тенденція до зменшення енергії активації стрибкової провідності E_3 і до незначного зростання енергії активації E_2 , що свідчить про зміни структури домішкової зони під впливом радіації.

5. Встановлено кореляцію між впливом ЕО на опір і магнітоопір досліджених зразків при низьких температурах, зокрема, для НК Si р-типу провідності з концентрацією бору $1 \times 10^{18} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ із енергією 10 MeV при збільшенні флюенсу до $1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$ відбувається збільшення як значень опору, так і магнітоопору цих зразків у магнітних полях з індукцією до 14 Тл, однак підвищення температури до 30 К приводить до зменшення значення магнітоопору.
6. Встановлено граничну дозу опромінення, яка становить $\Phi = 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ для зразків Si легованих бором до концентрації $8 \times 10^{17} \div 5,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при якій гарантована стабільна робота сенсорів фізичних величин, створених на їх основі.
7. На основі вивчення впливу одновісної деформації на опір легованих НК Si р-типу провідності з концентрацією бору поблизу ПМД, опромінених електронами високих енергій, розраховано значення коефіцієнта тензочутливості в інтервалі температур $4,2 \div 300 \text{ К}$ для опромінених і неопромінених кристалів. Виявлено, що для сильнолегованих бором зразків Si з концентрацією $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ опромінення електронами з енергією 10 MeV і флюенсом $1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$ не приводить до зміни їх коефіцієнта тензочутливості за температури рідкого гелію. Показано, що такі кристали можуть використовуватись для створення радіаційностійких сенсорів механічних величин для роботи при криогенних температурах.

РОЗДІЛ 5. ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ InSb та GaSb

5.1. Стан проблеми щодо вивчення електротранспортних властивостей НК InSb та GaSb

В даному розділі розглянуто актуальність досліджень електротранспортних властивостей НК InSb та GaSb n-типу провідності, методи опису транспортних властивостей в напівпровідниках A3B5, зокрема основні методи розв'язку кінетичного рівняння Больцмана. Описана запропонована модель розсіяння носіїв заряду, яка використовується в дослідженнях НК InSb та GaSb. Також розглянуто ізотропне наближення моделі Кейна для опису зонної структури антимонідів індію та галію n-типу провідності.

5.1.1. Актуальність дослідження НК InSb та GaSb та методи опису їх електротранспортних властивостей

Дослідження фізичних властивостей низькорозмірних структур орієнтовані на створення нових функціональних матеріалів з унікальними властивостями. Рекордні значення рухливості InSb зумовили його широке застосування в різних прикладних областях. В останні роки відновився інтерес до InSb як до матеріалу, перспективному для наноелектроніки [210, 211] та для створення транзисторів нового покоління [212]. Активно досліджуються магнітотранспортні ефекти в p-InSb [213]. У 2003 році в США була прийнята програма ABCS (Antimonide Based Compounds Semiconductors) [214], що свідчить про актуальність тематики дослідження напівпровідникових сполук на основі сурми. У 2006 році компаніями US microchip та Intel було оголошено про створення прототипу транзистора на основі InSb, що володіє рекордною продуктивністю та енергоефективністю при азотних температурах [215]. Виявлено також лідируюча роль InSb серед сполук типу A3B5 при дослідженні можливості використання напівпровідникових нановіскерів в якості робочого матеріалу в пристроях для термоелектричного перетворення енергії [216-218].

Антимонід галію, хоча і в меншій мірі, проте теж активно досліджуються та використовуються в приладах ІЧ-техніки (інфрачервоні лазери, датчики) та електроніки [219-222]. Щоб в повній мірі використовувати потенціал і функціональні можливості пристроїв на основі GaSb необхідно виростити епітаксійні шари або квантові точки на напівізолюючій підкладці з відповідними параметрами кристалічної решітки [223, 224]. Однак вплив підкладки теж суттєво обмежує переваги матеріалу. Більш привабливим є дослідження природно вирощених НК як InSb так і GaSb, які вже знайшли широке використання в магнітних сенсорах [225] та датчиках гідростатичного тиску [226] відповідно. Тому дослідження та моделювання властивостей НК InSb та GaSb є актуальною прикладною задачею.

Традиційний підхід щодо вивчення транспортних властивостей в сполуках A5B3 заснований на використанні феноменологічного кінетичного рівняння Больцмана, яке адекватно описує кінетичні явища для електронного газу в станах, не надто віддалених від термодинамічної рівноваги [227].

Крім кінетичного рівняння Больцмана для опису нерівноважних процесів використовується також теорія лінійного відгуку (методи Кубо [228, 229] та нерівноважного статистичного оператора [229]), яка дає формули для тензорів кінетичних коефіцієнтів, не вдаючись до безпосереднього вирішення кінетичного рівняння.

Після появи діаграмних методів опису рівноважних властивостей квантових систем [230], були прикладені значні зусилля до розробки діаграмних підходів для виведення квантового кінетичного рівняння. Для ряду спеціальних випадків Боголюбовим [231], Ван Ховом [232], Пригожиним і Ресибуа [233], Латтинжером і Коном [234], Кадановим і Беймом [235], а також Келдишем [236] в рамках різних формалізмів були отримані квантові кінетичні рівняння.

Не дивлячись на певні успіхи діаграмних методів, феноменологічне рівняння Больцмана продовжує використовуватися для аналітичного і чисельного моделювання транспортних властивостей металів і напівпровідників.

Аналітичний розв'язок рівняння Больцмана найчастіше знаходять у наближенні часу релаксації (τ -наближення), або використовуючи варіаційний

метод. Зазначені підходи мають ряд відомих обмежень. Так, наближення часу релаксації [237], дозволяє розглядати задачу тільки для випадків, у яких анізотропією енергетичного спектру і непружним розсіюванням носіїв зарядів можна знехтувати. Варіаційний метод [238] позбавлений зазначених вище недоліків, однак, результат обчислень варіаційним методом залежить від вибору пробної функції.

Альтернативою аналітичному розгляду є чисельні методи рішення рівняння Больцмана, які останнім часом набули особливої актуальності. Чисельне дослідження кінетичних властивостей з допомогою рівняння Больцмана дозволяє не тільки якісно, але і кількісно описувати результати експериментів з вимірювання кінетичних коефіцієнтів.

В даний час для чисельного рішення задач електронного транспорту широко використовується метод Монте-Карло, що дозволяє розглядати реальні енергетичні спектри носіїв заряду і враховувати експериментально отримані дисперсійні криві фононів [239, 240]. Даний метод досить громіздкий, і навіть при сучасних обчислювальних потужностях розрахунки займають багато часу.

Як правило, розсіяння носіїв заряду в антимонідах індію та галію розглядалося на основі вище зазначених. Спільною особливістю цих методів є використання для опису явищ переносу в цих матеріалах далекодіючих моделей розсіяння носіїв заряду. В цих моделях припускалося, що носій взаємодіє з усім кристалом (електрон-фононна взаємодія) або носій взаємодіє з потенціалом зарядженої домішки, радіус дії якого $\sim 10 \div 100a_0$ (a_0 – стала ґратки). Однак, таке припущення містить наступні протиріччя: а) воно суперечить спеціальній теорії відносності, згідно якої носій взаємодіє тільки з сусідніми областями кристалу; б) воно суперечить атомістичному принципу, згідно з яким носій взаємодіє (віддає енергію) тільки з одним атомом, а не з багатьма атомами одночасно. Для уникнення цих протиріч необхідно розглянути наступне питання – який об'єкт в кристалі поглинає енергію в процесі розсіяння носіїв заряду? Це може бути або іонізована (нейтральна) домішка, або атом, що коливається у вузлі ґратки. Під час процесу розсіяння всі ці об'єкти не покидають меж елементарної комірки. Тому в

роботах [241, 242] для напівпровідників зі структурою цинкової обманки були запропоновані близькодійучі моделі розсіяння носіїв заряду, де припускалося, що носій взаємодіє з потенціалом дефекту тільки в межах однієї елементарної комірки. При цьому використовувалися наступні фізичні міркування: під час розсіяння електрон взаємодіє тільки з сусідньою областю кристалу (принцип близькодії), після розсіяння на цій області електрон взаємодіє з наступною сусідньою областю, і т.д. Дана модель представлена в цьому розділі та буде використовуватись подальших дослідженнях для опису електротранспортних властивостей кристалів та НК InSb та GaSb.

5.1.2. Зонна структура InSb та GaSb

Для опису зонної структури InSb та GaSb використовувалося ізотропне наближення моделі Кейна [243; 244], яке враховує спін-орбітальну взаємодію, що відіграє суттєву роль в сполуках з кристалічною структурою типу цинкової обманки. При цьому в моделі зонної структури виникають чотири види вільних носіїв заряду: електрони провідності, «легкі» і «важкі» дірки, а також зона «відщеплених» дірок. Закони дисперсії електронів провідності, «легких» дірок і дірок «відщепленої» зони знаходяться за допомогою формули [244]:

$$\varepsilon = \varepsilon' + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^0} \left(1 + a^2 A' + b^2 M + c^2 L' + \frac{1}{5} [b^2 - 2c^2] \cdot [L' - M - N'] \right) \quad (5.1)$$

де m_e^0 – маса вільного електрона, коефіцієнти a , b , c визначають внесок базисних хвильових функцій s - та p -типу у власні функції електронів провідності та дірок:

$$a^2 = \frac{1}{D} (\Delta + 3/2\varepsilon')(\Delta + \varepsilon')\varepsilon', \quad b^2 = \frac{\Delta^2}{3D} (\varepsilon' - \varepsilon_g), \quad c^2 = \frac{2}{3D} (\Delta + 3/2\varepsilon')(\varepsilon' - \varepsilon_g) \quad (5.2)$$

Безрозмірні константи A' , M , L' , N' враховують згідно теорії збурень впливу базисних функцій d - та f -типу. ε' – розв'язок кубічного рівняння:

$$\varepsilon'(\varepsilon' + \varepsilon_g)(\varepsilon' + \varepsilon_g + \Delta) - k^2 p^2 \left(\varepsilon' + \varepsilon_g + \frac{2}{3} \Delta \right) = 0 \quad (5.3)$$

де ε_g – ширина забороненої зони, Δ – величина спин-орбітального розщеплення валентних зон, p – матричний елемент оператора імпульсу по базисних функціям s - і p -типу, D – множник для коефіцієнтів a, b, c . (знаходиться з умови $a^2 + b^2 + c^2 = 1$). Зона «важких» дірок, відповідно ізотропному наближенню моделі Кейна, описується квадратичним законом дисперсії:

$$\varepsilon_{hh} = -\varepsilon_g - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^0} \left(1 + M + \frac{1}{5} [L' - M - N'] \right) \quad (5.4)$$

При обчисленні ймовірностей переходу в результаті розсіювання носіїв заряду, використовувалися хвильові функції електронів і дірок, які визначаються блохівськими множниками [237, 244]:

$$\varphi_{k,j} = \left(\frac{1}{V} \right)^{\frac{1}{2}} u_{k,j}(r) \cdot e^{ikr} \quad (5.5)$$

тут j – проекція повного кутового моменту на вісь z , V – об'єм кристалу, $u_{k,j}(r) \cdot e^{ikr}$ – блохівський множник.

В моделі Кейна блохівські множники для електронів провідності та «легких» дірок, відповідно до [237, 244], мають наступний вигляд:

$$\begin{aligned} u_{k,1/2} &= \left(iaS - \frac{b - c\sqrt{2}}{2} \frac{k_+}{k} R_- + \frac{b + c\sqrt{2}}{2} \frac{k_-}{k} R_+ + c \frac{k_z}{k} Z \right) \uparrow - b \left(\frac{k_z}{k} R_+ - \frac{k_+}{k} \frac{Z}{\sqrt{2}} \right) \downarrow \\ u_{k,-1/2} &= \left(iaS + \frac{b + c\sqrt{2}}{2} \frac{k_+}{k} R_- - \frac{b - c\sqrt{2}}{2} \frac{k_-}{k} R_+ + c \frac{k_z}{k} Z \right) \downarrow + b \left(\frac{k_z}{k} R_- - \frac{k_-}{k} \frac{Z}{\sqrt{2}} \right) \uparrow \end{aligned} \quad (5.6)$$

де $R_{\pm} = (X \pm iY)/\sqrt{2}$, S, X, Y, Z – хвильові функції s - та p -типу, стрілки $\uparrow \downarrow$ вказують напрямок спіну, $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$, k_x, k_y, k_z – проекції хвильового вектора k на відповідні осі координат, коефіцієнти a, b, c зазначені вище.

Для «важких» дірок, відповідно [244]:

$$\begin{aligned} u_{k,3/2} &= \left(\frac{1}{2} \frac{k_+}{k} \delta \cdot R_- - \frac{1}{2} \frac{k_-}{k} \delta^{-1} \cdot R_+ + \sqrt{2} \frac{k_z}{k} \delta \cdot Z \right) \uparrow + \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k_+}{k} \delta \cdot Z - \frac{k_z}{k} \delta \cdot R_+ \right) \downarrow \\ u_{k,-3/2} &= \left(\frac{1}{2} \frac{k_-}{k} \delta \cdot R_+ - \frac{1}{2} \frac{k_+}{k} \delta^{-1} \cdot R_- + \sqrt{2} \frac{k_z}{k} \delta \cdot Z \right) \downarrow + \left(\frac{k_z}{k} \delta \cdot R_- - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k_-}{k} \delta \cdot Z \right) \uparrow \end{aligned} \quad (5.7)$$

Коефіцієнт δ визначається з рівняння:

$$\delta = \sqrt{\frac{k^2 - k_z^2}{k^2 + 3k_z^2}} = \frac{\sin \theta_k}{\sqrt{1 + 3\cos \theta_k}} \quad (5.8)$$

де θ_k - кут між вертикаллю та вектором k .

Слід відзначити, що в антимонідах ширина забороненої зони ε_g істотно залежить від температури. Зміна ε_g при постійному тиску, згідно [245]:

$$\left(\frac{\partial \varepsilon_g}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial \varepsilon_g}{\partial T}\right)_V + \left[V\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T\right] \cdot \left[\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P\right] \cdot \left(\frac{\partial \varepsilon_g}{\partial P}\right)_T \quad (5.9)$$

Перший член в (5.9) відповідає за зміну ε_g за рахунок взаємодії електронів з фононами, другий – за рахунок об'ємного температурного розширення. В [246] було показано, що електрон-фононне взаємодія практично не впливає на величини ефективних мас носіїв заряду. Тому в моделі Кейна використана величина ширини забороненої зони без врахування електрон-фононної взаємодії [246].

В роботі [247] показано, що величина p , що входить в рівняння (5.3), слабо залежить від температури. Дана величина була параметризована з допомогою формули [246]:

$$p^2 = \frac{3\hbar^2}{4} \frac{m_e^0 - m_e}{m_e^0 m_e} \frac{\varepsilon_g^* (\Delta + \varepsilon_g^*)}{2\Delta + 3\varepsilon_g^*} \quad (5.10)$$

ε_g^* – ширина забороненої зони без врахування внеску електрон-фононної взаємодії. Значення параметрів, що входять в (5.10) брали при температурі 4,2 К.

З урахуванням того, що заселеність «відщепленої» зони дірок набагато менша заселеності інших зон, при розрахунку транспортних властивостей InSb та GaSb враховувалися електрони зони провідності, «важкі» і «легкі» дірки.

5.1.3. Механізми розсіяння носіїв заряду в сполуках АЗВ5

В даному розділі розглядається різня механізми розсіяння носіїв заряду, які можуть виникати в InSb та GaSb. Оскільки дефекти, що спотворюють періодичність поля решітки і є центрами розсіювання, мають різну природу, то

вони будуть обумовлювати і різні механізми розсіювання носіїв заряду. В напівпровідниках центрами розсіювання можуть бути теплові коливання решітки та статичні дефекти, такі як атоми і іони домішки, вакансії, дислокації, границі двійників і кристалітів.

Задача розсіяння носія заряду на дефекті кристалічної ґратки полягає у знаходженні імовірності розсіяння електрона $W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$, тобто переходу зі стану k в k' , за одиницю часу.

Вираз для ймовірності переходу носія заряду, зв'язаного з поглинанням або випромінюванням полярного оптичного (ПО) фононна, має вид:

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{64 \pi^7 \gamma_{PO}^{10} e^4}{225 \varepsilon_0^2 a_0^4 G} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \left\{ \frac{1}{\omega_{LO}} [N_{LO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar\omega_{LO}) + (N_{LO} + 1) \times \right. \\ \left. \times \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar\omega_{LO})] \frac{2}{\omega_{TO}} [N_{TO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar\omega_{TO}) + (N_{TO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar\omega_{TO})] \right\} \quad (5.11)$$

де M_1, M_2 - маса атомів; G - кількість елементарних комірок в об'ємі кристалу; ε_0 - діелектрична стала; e - заряд електрона; a_0 - постійна ґратки; γ_{PO} - параметр, що визначає радіус дії близькодійного потенціалу ($R = \gamma_{PO} a_0$); N_{LO} ; N_{TO} - число поздовжніх (LO) та поперечних (TO) фононів з частотою ω_{LO} і ω_{TO} відповідно

Вираз (5.11) відрізняється від аналогічного виразу робіт [248] наявністю члена, що враховує взаємодію електрона з поперечним фононом. Використовуючи формалізм точного розв'язку стаціонарного рівняння Больцмана [249], отримаємо величини $K_{\beta\alpha}^{nm}$ для цього механізму розсіяння:

$$K_{\beta\alpha}^{nm} = -\frac{2V}{(2\pi)^3} \frac{64 \pi^6 e^4 \hbar^2 \gamma_{PO}^{10} \delta_{\alpha\beta}}{675 \varepsilon_0^2 a_0 k_B T} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \left[\frac{1}{\omega_{LO}} \int \{N_{LO} f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon + \hbar\omega_{LO})] \times \right. \\ \left. \times k^2(\varepsilon + \hbar\omega_{LO}) \frac{\partial k(\varepsilon + \hbar\omega_{LO})}{\partial \varepsilon} + (N_{LO} + 1) \theta(\varepsilon - \hbar\omega_{LO}) f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon - \hbar\omega_{LO})] k^2 \times \right. \\ \left. \times (\varepsilon - \hbar\omega_{LO}) \frac{\partial k(\varepsilon - \hbar\omega_{LO})}{\partial \varepsilon} \right] k^4(\varepsilon) \frac{\partial k(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \varepsilon^{n+m} d\varepsilon + \frac{2}{\omega_{TO}} \int \{N_{TO} f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon + \hbar\omega_{TO})] \times$$

$$\times k^2(\varepsilon + \hbar\omega_{TO}) \frac{\partial k(\varepsilon + \hbar\omega_{TO})}{\partial \varepsilon} + (N_{TO} + 1) \theta(\varepsilon - \hbar\omega_{TO}) f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon - \hbar\omega_{TO})] k^2 \times \\ \times (\varepsilon - \hbar\omega_{TO}) \frac{\partial k(\varepsilon - \hbar\omega_{TO})}{\partial \varepsilon} \left. \vphantom{\frac{\partial k(\varepsilon + \hbar\omega_{TO})}{\partial \varepsilon}} \right\} k^4(\varepsilon) \frac{\partial k(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \varepsilon^{n+m} d\varepsilon \quad (5.12)$$

де $\delta_{\alpha\beta}$ – символ Кронекера; $f_0(\varepsilon)$ – функція Фермі-Дірака; $\theta(x)$ – ступінчата функція, k_B – постійна Больцмана.

Потенціальна енергія, викликана взаємодією носія заряду з неполярним оптичним (НПО) фононом, має вид [250]:

$$U = \sum_{\mathbf{q}\nu} \left[\frac{\hbar}{2G\omega_\nu(\mathbf{q})} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \right]^{\frac{1}{2}} \mathbf{Q} * \mathbf{W}^0(\mathbf{r}) \left[b_{\mathbf{q},\nu} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} + b_{\mathbf{q},\nu}^* e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} \right] \quad (5.13)$$

де $\mathbf{W}^0(\mathbf{r})$ - оптичний потенціал деформації з періодичністю кристалу; \mathbf{Q} – одиничний вектор зміщення атома; \mathbf{q} і $\omega_\nu(\mathbf{q})$ відповідно хвильовий вектор та кутова частота ν -ої гілки оптичних коливань кристалу ($\nu = 4,5,6$); $b_{\mathbf{q},\nu}$ і $b_{\mathbf{q},\nu}^*$ відповідно оператори анігіляції та народження фононів ν -ої гілки з хвильовим вектором \mathbf{q} ; $\mathbf{p} = \mathbf{i}(n_2 + n_3) \frac{a_0}{2} + \mathbf{j}(n_1 + n_3) \frac{a_0}{2} + \mathbf{k}(n_2 + n_1) \frac{a_0}{2}$, ($n_1, n_2, n_3 = 1,2,\dots$) $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ одиничні вектори вздовж головних осей кристалу. В подальшому зміна координат буде розглядатися тільки в межах елементарної комірки, тому потенціал (5.13) стає близькодійним.

Для обчислення ймовірності переходу, пов'язаного з електрон-фононою взаємодією, запишемо хвильову функцію системи „електрон + фонони” у вигляді:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \Phi(x_1, x_2 \dots x_n), \quad (5.14)$$

де V - об'єм кристалу, $\Phi(x_1, x_2 \dots x_n)$ - хвильова функція системи незалежних гармонічних осциляторів.

Тоді матричний елемент переходу від енергії взаємодії має вид:

$$\langle N'_q, \mathbf{k}' | U | N_q, \mathbf{k} \rangle = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{q}, \nu} \left[\frac{\hbar}{2G\omega_\nu(\mathbf{q})} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \right]^{\frac{1}{2}} \int_{\Omega} \exp(i \mathbf{s} \mathbf{r}) \mathbf{Q} * \mathbf{W}^0(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \times \\ \times \int \Phi^*(x_1, x_2 \dots x_n) [b_q e^{i\mathbf{q}\rho} + b_q^* e^{-i\mathbf{q}\rho}] \Phi(x_1, x_2 \dots x_n) dx_1 dx_2 \dots dx_n \quad (5.15)$$

де $\Omega = a_0^3/4, \mathbf{s} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$.

Інтеграл по координатах електрона представимо як:

$$\int_{\Omega} \exp(i \mathbf{s} \mathbf{r}) \mathbf{Q} * \mathbf{W}^0(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \frac{a_0^2}{4} \frac{a_0}{\Omega} \int_{\Omega} \exp(i \mathbf{s} \mathbf{r}) \mathbf{Q} * \mathbf{W}^0(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \frac{a_0^2}{4} d_0 \quad (5.16)$$

де d_0 - константа потенціалу деформації [250]. В наступному покладемо $d_0 = 29.8 eV$.

Інтегрування по координатам гармонічних осциляторів дає множники \sqrt{N} та $\sqrt{N+1}$ (N - число фононів з відповідними частотами для однієї LO -моди ($\omega = \omega_{LO}$) та двох TO -мод ($\omega = \omega_{TO}$)) відповідно для операторів анігіляції та народження фононів. Для обчислення суми по вектору \mathbf{q} зробимо наступні спрощення: 1) враховуючи квазінеперервний характер зміни хвильового вектора, перейдемо від сумування до інтегрування по \mathbf{q} ; 2) перейдемо від інтегрування по кубу з ребром $2\pi/a_0$ до інтегрування по сфері з ефективним радіусом π/a_0 :

$$\sum_{\mathbf{q}} \dots \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{-\pi/a_0}^{\pi/a_0} \int_{-\pi/a_0}^{\pi/a_0} \int_{-\pi/a_0}^{\pi/a_0} \dots dq_x dq_y dq_z \rightarrow \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/a_0} \int_0^{\pi/a_0} \dots q^2 \sin \theta dq d\theta d\varphi \quad (5.17)$$

Тоді для суми отримаємо наступний вираз:

$$\sum_{\mathbf{q}} \dots = F(\rho) = \frac{V}{(2\pi)^3} \pi \frac{4 \sin \rho Q - 4 \rho Q \cos \rho Q}{\rho^3} \times \begin{cases} \sqrt{N} - \text{absorption;} \\ \sqrt{N+1} - \text{radiation.} \end{cases} \quad Q = \pi/a_0. \quad (5.18)$$

З аналізу залежності $F(\rho)/F(0)$ від ρ видно, що функція $F(\rho)$ може бути апроксимована виразом [248]:

$$F(0) = \frac{4}{3} \pi Q^3 \times \begin{cases} \sqrt{N} \\ \sqrt{N+1} \end{cases}. \quad (5.18a)$$

Після проведення розрахунків отримаємо вираз для ймовірності переходу носія заряду, зв'язаного з поглинанням та випромінюванням фонона:

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{\pi^3 d_0^2}{288 a_0^2 G} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \left\{ \frac{1}{\omega_{LO}} [N_{LO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{LO}) + (N_{LO} + 1) \times \right. \\ \left. \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{LO}) \right] + \frac{2}{\omega_{TO}} [N_{TO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{TO}) + (N_{TO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{TO})] \left. \right\} \quad (5.19)$$

де ε – енергія носія заряду, а також враховані переходи з переворотом та без перевороту спіна.

На основі цього переходів носія заряду можна розрахувати величини $K_{\beta\alpha}^{nm}$, які фігурують у методі точного розв'язку стаціонарного рівняння Больцмана:

$$K_{\beta\alpha}^{nm} = -\frac{2V}{(2\pi)^3} \frac{\pi^2 \hbar^2 d_0^2 a_0}{864 k_B T} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \delta_{\alpha\beta} \left[\frac{1}{\omega_{LO}} \int \{N_{LO} f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon + \hbar \omega_{LO})] \times \right. \\ \times k^2(\varepsilon + \hbar \omega_{LO}) \frac{\partial k(\varepsilon + \hbar \omega_{LO})}{\partial \varepsilon} + (N_{LO} + 1) \theta(\varepsilon - \hbar \omega_{LO}) f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon - \hbar \omega_{LO})] k^2 \times \\ \times (\varepsilon - \hbar \omega_{LO}) \frac{\partial k(\varepsilon - \hbar \omega_{LO})}{\partial \varepsilon} \left. \right\} k^4(\varepsilon) \frac{\partial k(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \varepsilon^{n+m} d\varepsilon + \frac{2}{\omega_{TO}} \int \{N_{TO} f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon + \hbar \omega_{TO})] \times \\ \times (\varepsilon + \hbar \omega_{TO}) \frac{\partial k(\varepsilon + \hbar \omega_{TO})}{\partial \varepsilon} + (N_{TO} + 1) \theta(\varepsilon - \hbar \omega_{TO}) f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon - \hbar \omega_{TO})] k^2 \times \\ \times (\varepsilon - \hbar \omega_{TO}) \frac{\partial k(\varepsilon - \hbar \omega_{TO})}{\partial \varepsilon} \left. \right\} k^4(\varepsilon) \frac{\partial k(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \varepsilon^{n+m} d\varepsilon \left. \right] \quad (5.20)$$

Потенціальна енергія носія заряду, викликана взаємодією з акустичним (АК) фононом, має вид [251, 252]:

$$U = -\frac{1}{2} (\mathbf{Q}_1 + \mathbf{Q}_2) \cdot \nabla V_0 + S_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} = H_1 + H_2, \quad (\alpha, \beta = x, y, z) \quad (5.21)$$

де V_0 – періодичне поле недеформованого кристалу; $S_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial Q_\alpha}{\partial x^\beta} + \frac{\partial Q_\beta}{\partial x^\alpha} \right)$ –

макроскопічний симетричний тензор деформації.

Знову зміна координат буде розглядатися тільки в межах елементарної комірки, тому потенціал (5.21) стає близькодіючим. Зауважимо, що вектор \mathbf{Q}_i ($i=1, 2$) є функцією від дискретних змінних $\mathbf{Q}_i = \mathbf{Q}_i(n_1, n_2, n_3)$. Для обчислення

компонент $S_{\alpha\beta}$ зробимо наступну заміну для частинної похідної вектора \mathbf{Q} по координаті (дивись також [248, 249]) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_x}{\partial x} \rightarrow & \frac{Q_x(n_1+1, n_2, n_3) - Q_x(n_1, n_2, n_3)}{\Delta x} + \frac{Q_x(n_1, n_2+1, n_3) - Q_x(n_1, n_2, n_3)}{\Delta x} + \\ & + \frac{Q_x(n_1, n_2, n_3+1) - Q_x(n_1, n_2, n_3)}{\Delta x} \end{aligned} \quad (5.22)$$

де $\Delta x = \frac{a_0}{2}$ для елементарної комірки структури цинкової обманки.

Аналогічний вираз записується для похідних $\partial Q_y / \partial y$ та $\partial Q_z / \partial z$ (та їх відповідних циклічних перестановок) з $\Delta y = \Delta z = \frac{a_0}{2}$. Приймаючи до уваги, що

для акустичних коливань $\mathbf{Q}_1 = \mathbf{Q}_2$, отримаємо вираз для компонент $S_{\alpha\beta}$:

$$\begin{aligned} S_{\alpha\beta} = i \sum_{\mathbf{q}, \nu} & \left[\frac{\hbar}{2G\omega_\nu(\mathbf{q}) [M_1 + M_2]} \right]^{\frac{1}{2}} [\xi_\alpha(\mathbf{q}, \nu) + \xi_\beta(\mathbf{q}, \nu)] (q_x + q_y + q_z) \times \\ & \times [b_{\mathbf{q}, \nu} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} - b_{\mathbf{q}, \nu}^* e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}}] \end{aligned} \quad (5.23)$$

де $\xi(\mathbf{q}, \nu)$ - вектор поляризації кристалічних коливань ($\nu = 1, 2, 3$).

Для обчислення ймовірності переходу, пов'язаного з взаємодією носія заряду та акустичного фонона, запишемо хвильову функцію системи „електрон + фонони” у вигляді:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{V}} u_{\mathbf{k}, j_z} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \Phi(x_1, x_2 \dots x_n) \quad (5.24)$$

де $u_{\mathbf{k}, j_z}$ - блохівські амплітуди, виражені через амплітуди Люттінджера - Кона [253].

Тоді матричний елемент переходу від енергії взаємодії має вид:

$$\begin{aligned} N'_{\mathbf{q}', \mathbf{k}'} | H_1 | N_{\mathbf{q}, \mathbf{k}} \rangle = & -\frac{1}{V} \sum_{\mathbf{q}, \nu} \left[\frac{\hbar}{2G\omega_\nu(\mathbf{q}) [M_1 + M_2]} \right]^{\frac{1}{2}} \int_{\Omega} \exp(i\mathbf{s}\mathbf{r}) u_{\mathbf{k}, j_z}^* \frac{\partial V_0}{\partial \mathbf{x}^\alpha} \times \\ & \times \xi_\alpha(\mathbf{q}, \nu) u_{\mathbf{k}, j_z} d\mathbf{r} \int \Phi^*(x_1, x_2 \dots x_n) [b_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} + b_{\mathbf{q}}^* e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}}] \Phi(x_1, x_2 \dots x_n) dx_1 dx_2 \dots dx_n; \end{aligned} \quad (5.25a)$$

$$\begin{aligned} \langle N'_{\mathbf{q}}, \mathbf{k}' | H_2 | N_{\mathbf{q}}, \mathbf{k} \rangle &= \frac{i}{V} \sum_{\mathbf{q}, \nu} \left[\frac{\hbar}{2G\omega_{\nu}(\mathbf{q}) [M_1 + M_2]} \right]^{\frac{1}{2}} \int_{\Omega} \exp(i \mathbf{s} \mathbf{r}) u_{\mathbf{k} j_z}^* V_{\alpha\beta} \times \\ &\times [\xi_{\alpha}(\mathbf{q}, \nu) + \xi_{\beta}(\mathbf{q}, \nu)] \times (q_x + q_y + q_z) u_{\mathbf{k} j_z} d\mathbf{r} \int \Phi^*(x_1, x_2 \dots x_n) \times \\ &\times [b_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\rho} - b_{\mathbf{q}}^* e^{-i\mathbf{q}\rho}] \Phi(x_1, x_2 \dots x_n) dx_1 dx_2 \dots dx_n; \end{aligned} \quad (5.256)$$

$$\langle N'_{\mathbf{q}}, \mathbf{k}' | U | N_{\mathbf{q}}, \mathbf{k} \rangle = \langle N'_{\mathbf{q}}, \mathbf{k}' | H_1 | N_{\mathbf{q}}, \mathbf{k} \rangle + \langle N'_{\mathbf{q}}, \mathbf{k}' | H_2 | N_{\mathbf{q}}, \mathbf{k} \rangle. \quad (5.25\text{в})$$

В (5.25а) інтегрування по координатам електрона дає нуль [251, 252]. В (5.25б) інтегрування по координатам гармонічних осциляторів дає множник

$$\sqrt{N_{\nu}} \approx \sqrt{N_{\nu} + 1} \approx \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega_{\nu}} \right)^{1/2} \text{ для однієї } LO\text{- та двох } TO\text{-мод. В (5.25) перепишемо}$$

інтеграл по координатам в такому виді:

$$\begin{aligned} I(q) &= i \int_{\Omega} \exp(i \mathbf{s} \mathbf{r}) u_{\mathbf{k} j_z}^* V_{\alpha\beta} [\xi_{\alpha}(\mathbf{q}, \nu) + \xi_{\beta}(\mathbf{q}, \nu)] \\ &(q_x + q_y + q_z) u_{\mathbf{k} j_z} d\mathbf{r} \approx i E_{AC} q \frac{a_0^3}{4} \end{aligned} \quad (5.26)$$

де E_{AC} – величина, що залежить від декількох констант потенціалу деформації (C , l , m, n), декількох коефіцієнтів (a , b , c) та $\cos \theta$ (θ – кут між \mathbf{k} і \mathbf{k}'). Для оцінки E_{AC} підставимо $C = -8,3$ еВ, $l = 0,1$ еВ, $m = 4,0$ еВ, $n = -1,91$ еВ [254], $a = b = c = 0,5$, $\cos \theta = 0$ (середні значення) в шість величин $I(q)$, представлених в [253], і виберемо найбільшу з них. В результаті отримуємо $E_{AC} = 1,85$ еВ. Така апроксимація є можливою тому що, як буде показано нижче, цей механізм розсіяння не відіграє суттєвої ролі. Це приводить до наступного виразу для матричного елемента переходу:

$$\langle N'_{\mathbf{q}}, \mathbf{k}' | U | N_{\mathbf{q}}, \mathbf{k} \rangle = \frac{i a_0^3 E_{AC}}{4V} \left[\frac{k_B T}{2G [M_1 + M_2]} \right]^{\frac{1}{2}} \sum_{\mathbf{q}, \nu} \frac{1}{c_{\nu}} \times \begin{cases} \exp(i\mathbf{q}\rho) \\ -\exp(-i\mathbf{q}\rho) \end{cases} \quad (5.27)$$

де c_{ν} – відповідні швидкості звуку.

Обчислення суми проводиться по методу, представленою в попередньому розділі, і дає в результаті вираз для ймовірності переходу електрона для цього механізму розсіяння:

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{\pi^3 k_B T E_{AC}^2}{144 \hbar G [M_1 + M_2]} \left(\frac{1}{c_{LO}} + \frac{2}{c_{TO}} \right)^2 \delta(\varepsilon' - \varepsilon) \quad (5.28)$$

де прийнято до уваги пружний характер розсіяння.

Тоді вираз для величин $K_{\beta\alpha}^{nm}$ приймає вигляд:

$$K_{\beta\alpha}^{nm} = -\frac{2V}{(2\pi)^3} \frac{\pi^2 \hbar E_{AC}^2}{108 \rho_0} \left(\frac{1}{c_{LO}} + \frac{2}{c_{TO}} \right)^2 \delta_{\alpha\beta} \int f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon)] \times \\ \times k^6(\varepsilon) \left[\frac{\partial k(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right]^2 \varepsilon^{n+m} d\varepsilon \quad (5.29)$$

де ρ_0 - густина.

В ідеальному діелектрику (відсутність рухомих зарядів) електрична індукція рівна нулю:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = 0 \quad (5.30)$$

де $\mathbf{P} = e \mathbf{S}$ - поляризація кристалу, e - п'єзоелектричний тензор третього порядку.

Необхідно відзначити, що для акустичної гілки тензор деформації \mathbf{S} описується формулою (5.31), тоді як для оптичної гілки треба зробити заміну:

$$\xi_\alpha = n_\alpha \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \quad (5.31)$$

n - одиничний вектор зміщення атома.

В кубічних кристалах існує тільки одна компонента п'єзоелектричного тензора: $e_{123} = e_{132} = e_{213} = e_{231} = e_{312} = e_{321} = e_{14}$. Отже, поляризація кристалу може бути представлена як:

$$P_\alpha = 2i e_{14} \sum_{\mathbf{q}, \nu} \left[\frac{\hbar}{2G\omega_\nu(\mathbf{q}) [M_1 M_2]} \right]^{\frac{1}{2}} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} (\xi_\beta + \xi_\gamma) (q_x + q_y + q_z) [b_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\rho} - b_{\mathbf{q}}^* e^{-i\mathbf{q}\rho}] \quad (5.32)$$

де $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ - символи Леві-Чівіта.

Вектор поляризації P є функцією дискретних змінних, тому для обчислення зв'язаного заряду $\rho_l = -\operatorname{div} P$ використовується та ж процедура, що і в попередньому розділі. Тоді рівняння Пуассона для потенціалу взаємодії електрона з фононом має вид:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho_l}{\varepsilon_0} = -\frac{8 e_{14}}{\varepsilon_0} \sum_{\mathbf{q}, \nu} \left[\frac{\hbar}{2 G \omega_\nu(\mathbf{q}) [M_1 + M_2]} \right]^{1/2} (q_x + q_y + q_z)^2 (\xi_x + \xi_y + \xi_z) \times \\ \times [b_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} + b_{\mathbf{q}}^* e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}}] \quad (5.33)$$

Для розв'язку рівняння (5.33) замінимо елементарну комірку сферою з ефективним радіусом $R = \gamma_{PZ} a_0$, величина якого задовольняє умові $0 < \gamma_{PZ} < \sqrt{3}/2$. Величина γ_{PZ} вибирається так, щоб узгодити теорію з експериментом. Тоді сферично-симетричний розв'язок рівняння Пуассона має вид:

$$\varphi = \frac{\rho_l}{2 \varepsilon_0} \left(R^2 - \frac{r^2}{3} \right), \quad (0 \leq r \leq R) . \quad (5.34)$$

Цей потенціал є близькодійним, так як приймає до уваги взаємодію носія заряду з однією коміркою. Для обчислення матричного елемента використаємо функції (5.34):

$$\langle N'_{\mathbf{q}}, \mathbf{k}' | U | N_{\mathbf{q}}, \mathbf{k} \rangle = -\frac{4 e e_{14}}{\varepsilon_0 V} \int \exp(i \mathbf{s} \mathbf{r}) \left(R^2 - \frac{r^2}{3} \right) d\mathbf{r} \sum_{\mathbf{q}, \nu} \left[\frac{\hbar}{2 G \omega_\nu(\mathbf{q}) (M_1 + M_2)} \right]^{1/2} \times \\ \times (q_x + q_y + q_z)^2 (\xi_x + \xi_y + \xi_z) \int \Phi^*(x_1, x_2 \dots x_n) [b_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} + b_{\mathbf{q}}^* e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}}] \times \\ \times \Phi(x_1, x_2 \dots x_n) dx_1 dx_2 \dots dx_n . \quad (5.35)$$

Інтегрування по координатам електрона дає:

$$I(s) = \int \exp(i \mathbf{s} \mathbf{r}) \left(R^2 - \frac{r^2}{3} \right) d\mathbf{r} = \frac{\pi (8 \sin Rs - 8 Rs \cos Rs - 8/3 R^3 s^3 \cos Rs)}{s^5} \quad (5.36)$$

Розрахунок показує, що хвильовий вектор електрона змінюється в межах $0 \div 10^9 \text{ м}^{-1}$ при зміні енергії в межах $0 \div 10 k_B T$ в інтервалі температур $4,2 \div 300 \text{ К}$. Аналіз показує, що функція $I(s)$ задовольняє умові [248, 249]:

$$I(s) \approx I(0) = 16/15 \pi R^5 = 16/15 \pi a_0^5 \gamma_{PZ}^5. \quad (5.37)$$

Тоді матричний елемент має вид:

$$\begin{aligned} \langle N'_{\mathbf{q}, \mathbf{k}'} | U | N_{\mathbf{q}, \mathbf{k}} \rangle = & - \frac{64 \pi e e_{14} a_0^5 \gamma_{PZ}^5}{15 \varepsilon_0 V} \sum_{\mathbf{q}, \nu} \left[\frac{\hbar}{2 G \omega_{\nu}(\mathbf{q})(M_1 + M_2)} \right]^{1/2} (q_x + q_y + q_z)^2 \times \\ & \times (\xi_x + \xi_y + \xi_z) \times \begin{cases} \sqrt{N} \exp(i \mathbf{q} \boldsymbol{\rho}) \\ \sqrt{N+1} \exp(-i \mathbf{q} \boldsymbol{\rho}) \end{cases} \end{aligned} \quad (5.38)$$

В подальшому необхідно розглядати цей матричний елемент окремо для акустичних та оптичних коливань кристалу.

Враховуючи пружний характер розсіяння носія заряду на п'єзоакустичному (ПАК) фононі та вираз $\omega_{\nu} = c_{\nu} q$ ($\nu = 1, 2, 3$), отримаємо:

$$\langle N'_{\mathbf{q}, \mathbf{k}'} | U | N_{\mathbf{q}, \mathbf{k}} \rangle = - \frac{64 \pi e e_{14} a_0^5 \gamma_{PZ}^5}{15 \varepsilon_0 V} \sum_{\mathbf{q}} \left[\frac{k_B T}{2 G M_1 + M_2} \right]^{1/2} \left(\frac{1}{c_{LO}} + \frac{2}{c_{TO}} \right) q \begin{cases} \exp(i \mathbf{q} \boldsymbol{\rho}) \\ \exp(-i \mathbf{q} \boldsymbol{\rho}) \end{cases} \quad (5.39)$$

Обчислення суми проводиться згідно методу, представленого в роботі [249], і дає:

$$\sum_{\mathbf{q}} \dots = F(\rho) = \pi \frac{8 \cos \rho Q + 8 \rho Q \sin \rho Q - 4 \rho^2 Q^2 \cos \rho Q - 8}{\rho^4}. \quad (5.40)$$

Аналіз показує, що виконується умова: $F(\rho) \approx F(0) = \frac{\pi^5}{a_0^4}$. (5.40a)

Вираз для ймовірності переходу носія заряду при цьому механізмі розсіяння має вид:

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{128 \pi^7 e^2 e_{14}^2 a_0^2 \gamma_{PZ}^{10} k_B T}{225 \varepsilon_0^2 \hbar G [M_1 + M_2]} \left(\frac{1}{c_{LO}} + \frac{2}{c_{TO}} \right)^2 \delta(\varepsilon' - \varepsilon), \quad (5.41)$$

а вираз для величин $K_{\beta\alpha}^{nm}$ має вид:

$$K_{\beta\alpha}^{nm} = -\frac{2V}{(2\pi)^3} \frac{512\pi^6 e^2 e_{14}^2 a_0^2 \gamma_{PZ}^{10} \hbar}{675 \varepsilon_0^2 \rho_0} \left(\frac{1}{c_{LO}} + \frac{2}{c_{TO}} \right)^2 \delta_{\alpha\beta} \int f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon)] \times \\ \times k^6(\varepsilon) \left[\frac{\partial k(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right]^2 \times \varepsilon^{n+m} d\varepsilon. \quad (5.42)$$

Приймаючи до уваги непружний характер взаємодії носія заряду з фононом та вираз (5.33), отримаємо:

$$\langle N'_{\mathbf{q}, \mathbf{k}'} | U | N_{\mathbf{q}, \mathbf{k}} \rangle = -\frac{64\pi e e_{14} a_0^5 \gamma_{PZ}^5}{15 \varepsilon_0 V} \sum_{\mathbf{q}, \nu} \left[\frac{\hbar (M_1 + M_2)}{2G \omega_{\nu}(\mathbf{q}) M_1 M_2} \right]^{1/2} (q_x + q_y + q_z)^2 \times \\ \times (n_x + n_y + n_z) \times \begin{cases} \sqrt{N} \exp(i \mathbf{q} \boldsymbol{\rho}) \\ \sqrt{N+1} \exp(-i \mathbf{q} \boldsymbol{\rho}) \end{cases}. \quad (5.43)$$

Обчислення суми проведено згідно методу, представленого в розділі 5.1.2, і дає:

$$\sum_{\mathbf{q}} \dots = F(\rho) = \pi \frac{-4\rho^3 Q^3 \cos \rho Q + 12\rho^2 Q^2 \sin \rho Q + 24\rho Q \cos \rho Q - 24 \sin \rho Q}{\rho^5} \quad (5.44)$$

Аналіз показує, що виконується умова [248, 249]:

$$F(\rho) \approx F(0). \quad (5.45)$$

Вираз для ймовірності переходу електрона при цьому механізмі розсіяння має вид:

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \left(\frac{32}{75} \right)^2 \frac{\pi^9 e^2 e_{14}^2 \gamma_{PZ}^{10}}{\varepsilon_0^2 G} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \left\{ \frac{1}{\omega_{LO}} [N_{LO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar\omega_{LO}) + N_{LO} + 1] \times \right. \\ \left. \times \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar\omega_{LO}) \right] + \frac{2}{\omega_{TO}} [N_{TO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar\omega_{TO}) + (N_{TO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar\omega_{TO})] \left. \right\} \quad (5.46)$$

а вираз для величин $K_{\beta\alpha}^{nm}$ має вид:

$$K_{\beta\alpha}^{nm} = -\frac{2V}{(2\pi)^3} \left(\frac{32}{75} \right)^2 \frac{\pi^8 e^2 e_{14}^2 \hbar^2 \gamma_{PZ}^{10} a_0^3 \delta_{\alpha\beta}}{3 \varepsilon_0^2 k_B T} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \left[\frac{1}{\omega_{LO}} \int \{ N_{LO} f_0(\varepsilon) \times \right. \\ \left. \times [1 - f_0(\varepsilon + \hbar\omega_{LO})] k^2(\varepsilon + \hbar\omega_{LO}) \frac{\partial k(\varepsilon + \hbar\omega_{LO})}{\partial \varepsilon} + (N_{LO} + 1) \theta(\varepsilon - \hbar\omega_{LO}) f_0(\varepsilon) \times \right.$$

$$\begin{aligned}
& \times [1 - f_0(\varepsilon - \hbar\omega_{LO})] k^2(\varepsilon - \hbar\omega_{LO}) \frac{\partial k(\varepsilon - \hbar\omega_{LO})}{\partial \varepsilon} \left. \vphantom{\frac{\partial k(\varepsilon - \hbar\omega_{LO})}{\partial \varepsilon}} \right\} k^4(\varepsilon) \times \frac{\partial k(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \varepsilon^{n+m} d\varepsilon + \\
& + \frac{2}{\omega_{TO}} \int \left\{ N_{TO} f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon + \hbar\omega_{TO})] k^2(\varepsilon + \hbar\omega_{TO}) \frac{\partial k(\varepsilon + \hbar\omega_{TO})}{\partial \varepsilon} + (N_{TO} + 1) \times \right. \\
& \quad \times \left. \theta(\varepsilon - \hbar\omega_{TO}) f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon - \hbar\omega_{TO})] k^2(\varepsilon - \hbar\omega_{TO}) \frac{\partial k(\varepsilon - \hbar\omega_{TO})}{\partial \varepsilon} \right\} \times \\
& \quad \times k^4(\varepsilon) \times \frac{\partial k(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \varepsilon^{n+m} d\varepsilon \Big]. \tag{5.47}
\end{aligned}$$

Відомо, що статичні деформації в п'єзоелектричних сполуках A2B6 та A3B5 можуть спричиняти виникнення електричного поля, яке, в свою чергу, буде впливати на розсіяння, а, отже, й на рухливість носіїв заряду. Електричний потенціал, що виникає завдяки статичному напруженню, є подібний до потенціалу точкового диполя. Згідно теорії пружного континуума деформаційний дефект породжує зміщення решітки, пропорційне r^{-2} , та поле напружень, пропорційне r^{-3} , на відстанях r , які набагато більші від розмірів дефекту. Імовірність розсіювання електрона на потенціалі статичної деформації вибиралася у виді:

$$W_{CD}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{2^5 3^4 \pi^3 C^2 a_0^6 e^2 \xi_{14}^2 N_{SS}}{V \varepsilon_0^2 \hbar} \frac{1}{q^2} \delta(\varepsilon' - \varepsilon), \tag{5.48}$$

N_{SS} – концентрація центрів статичної деформації;

ξ_{14} – компонента п'єзоелектричного тензора третього порядку.

Тоді величини $K_{\beta\alpha}^{nm}$ для цього механізму розсіяння матимуть наступний вид:

$$K_{\beta\alpha}^{nm} = - \frac{2^5 3^4 C^2 a_0^6 e^2 \xi_{14}^2 N_{SS}}{\varepsilon_0^2 \hbar} \delta_{\alpha\beta} \int f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon)] k^6(\varepsilon) \left[\frac{\partial k(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right]^2 \varepsilon^{n+m} d\varepsilon \tag{5.49}$$

Потенціальна енергія, викликана взаємодією носія заряду з іонізованою домішкою (ІД) має вид:

$$U = \frac{Z_i e^2}{4 \pi \varepsilon_0 r}, \tag{5.50}$$

де координата r задовольняє умові $r = 0 \div \gamma_{II} a_0$ ($0 < \gamma_{II} < 10$), Z_i – кратність іонізації.

Величина γ_{II} вибирається так, щоб узгодити теорію і експеримент. Верхня межа цього параметра, який визначає радіус дії потенціалу (5.50), вибирається з наступних міркувань. Максимальна інтенсивність взаємодії проявляється в межах елементарної комірки. На відстані $\sim 10 a_0$ інтенсивність взаємодії зменшиться на порядок. З іншого боку, вище-розглянуті формули справедливі в першому порядку теорії збурень. Тоді, на відстанях $\sim 10 a_0$ інтенсивність взаємодії стане величиною другого порядку і тому може бути відкинута. Для розрахунку матричного елемента використаємо плоскохвильову функцію електрона, нормовану на об'єм кристалу:

$$\begin{aligned} \langle N'_{\mathbf{q}}, \mathbf{k}' | U | N_{\mathbf{q}}, \mathbf{k} \rangle &= I(s) = \frac{Z_i e^2}{4\pi \varepsilon_0 V} \int_0^{\gamma_{II} a_0} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(i\mathbf{r}\mathbf{s}) r \sin \vartheta \, dr d\vartheta d\varphi = \\ &= \frac{Z_i e^2}{\varepsilon_0 V} \frac{1 - \cos(s\gamma_{II} a_0)}{s^2} \end{aligned} \quad (5.51)$$

Аналіз показує, що виконується умова $I(s) \approx I(0)$ [248, 249]. Тоді вираз для ймовірності переходу електрона при цьому механізмі розсіяння має вид:

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{\pi e^4 Z_i^2 N_i \gamma_{II}^4 a_0^4}{2 \varepsilon_0^2 \hbar V} \delta(\varepsilon' - \varepsilon) \quad (5.52)$$

N_i – концентрація домішки. А вираз для величин $K_{\beta\alpha}^{nm}$ має вид:

$$K_{\beta\alpha}^{nm} = -\frac{2V}{(2\pi)^3} \frac{2 Z_i^2 N_i e^4 a_0^4 \gamma_{II}^4 \hbar}{3 \varepsilon_0^2 k_B T} \delta_{\alpha\beta} \int f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon)] k^6(\varepsilon) \left[\frac{\partial k(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right]^2 \varepsilon^{n+m} d\varepsilon. \quad (5.53)$$

Для опису розсіяння електрона на нейтральній домішці (НД) використовувалась модель Ерджінсоє [255] і ймовірність розсіювання електрона на нейтральній домішці вибиралася у виді:

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{20 \pi^2 5 a_B \hbar^3 N_{NI}}{V m^{*2} k(\varepsilon)} \delta(\varepsilon' - \varepsilon) \quad (5.54)$$

де a_B – радіус Бора, N_{NI} – концентрація нейтральних дефектів;
 $m^* = \hbar^2 k(\varepsilon) \frac{\partial k(\varepsilon)}{\partial \varepsilon}$.

Тоді величини $K_{\beta\alpha}^{nm}$ для цього механізму розсіяння матимуть наступний вид:

$$K_{\beta\alpha}^{nm} = -\frac{2V}{(2\pi)^3} \frac{400\pi a_B \hbar N_{NI}}{3k_B T} \delta_{\alpha\beta} \int f_0(\varepsilon) [1 - f_0(\varepsilon)] k^3(\varepsilon) \varepsilon^{n+m} d\varepsilon \quad (5.55)$$

В даному підрозділі розглянуто актуальність досліджень НК InSb та GaSb, методи опису транспортних властивостей в напівпровідниках A3B5, зокрема основні методи розв'язку кінетичного рівняння Больцмана. Описана запропонована близькодіюча модель розсіяння носіїв заряду, яка використовується в дослідженнях НК InSb та GaSb. Також розглянуто ізотропне наближення моделі Кейна для опису зонної структури антимонідів індію та галію.

5.2. Електротранспорт у НК InSb та GaSb n-типу провідності

Об'єктом дослідження були обрані НК InSb та GaSb n-типу провідності отримані методом хімічних транспортних реакцій. НК InSb та GaSb легувалися в процесі росту домішкою Sn та Te, відповідно до концентрацій, що відповідає переходу метал-діелектрик. Температурні дослідження проводилися в інтервалі температур 4,2 ÷ 300 К. Досліджувані НК InSb мали поперечні розміри 30 ÷ 40 мкм і довжину 2 ÷ 3 мм, GaSb відповідно – 20 ÷ 30 мкм та довжину 1 ÷ 3 мм. Для формування електричних контактів до досліджуваних НК використовувались дротини Au діаметром 10 мкм, які утворюють евтектику з кристалом при імпульсному зварюванні. на методика була апробована і описана в роботі [97] і дозволяє вимірювати опір кристала за чотирьохконтактною схемою вздовж кристалу (поздовжній опір). Для дослідження гальваномагнітних властивостей кристалів були створені додаткові контакти за тією ж методикою.

Дослідження низькотемпературної провідності НК проводилось в інтервалі температур 4,2 ÷ 300 К.

Для розрахунків рухливості в НК InSb та GaSb використовувалась близькодiюча модель розсіяння носіїв заряду, згідно якої в напівпровіднику зі структурою цинкової обманки ймовірності переходу носія з стану \mathbf{k} в стан \mathbf{k}' , викликаного взаємодією з полярним оптичним (ПО), неполярним оптичним (НПО), п'єзооптичним (ПОП), п'єзоакустичним (ПАК), акустичним фононами (АК), іонізованою домішкою (ІД), потенціалом статичної деформації (СД) матимуть вид [256]:

$$W_{ПО}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{64 \pi^7 \gamma_{PO}^{10} e^4}{225 \varepsilon_0^2 a_0^4 G} \frac{M_{Ga} + M_{Sb}}{M_{Ga} M_{Sb}} \left\{ \frac{1}{\omega_{LO}} N_{LO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{LO}) + \right. \\ \left. + (N_{LO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{LO}) \right\} + \frac{2}{\omega_{TO}} [N_{TO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{TO}) + (N_{TO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{TO})]; \quad (5.56)$$

$$W_{НПО}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{\pi^3 E_{NPO}^2}{288 a_0^2 G} \frac{M_{Ga} + M_{Sb}}{M_{Ga} M_{Sb}} \left\{ \frac{1}{\omega_{LO}} N_{LO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{LO}) + \right. \\ \left. + (N_{LO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{LO}) \right\} + \frac{2}{\omega_{TO}} [N_{TO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{TO}) + (N_{TO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{TO})]; \quad (5.57)$$

$$W_{ПОП}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \left(\frac{32}{75} \right)^2 \frac{\pi^9 e^2 e_{14}^2 \gamma_{PZ}^{10}}{\varepsilon_0^2 G} \frac{M_{Ga} + M_{Sb}}{M_{Ga} M_{Sb}} \left\{ \frac{1}{\omega_{LO}} N_{LO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{LO}) + \right. \\ \left. + (N_{LO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{LO}) \right\} + \frac{2}{\omega_{TO}} [N_{TO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{TO}) + (N_{TO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{TO})]; \quad (5.58)$$

$$W_{ПАК}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{128 \pi^7 e^2 e_{14}^2 a_0^2 \gamma_{PZ}^{10} k_B T}{225 \varepsilon_0^2 \hbar G [M_{Ga} + M_{Sb}]} \left(\frac{1}{c_{LO}} + \frac{2}{c_{TO}} \right)^2 \delta(\varepsilon' - \varepsilon); \quad (5.59)$$

$$W_{АК}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{\pi^3 k_B T E_{AC}^2}{144 \hbar G [M_{Ga} + M_{Sb}]} \left(\frac{1}{c_{\parallel}} + \frac{2}{c_{\perp}} \right)^2 \delta(\varepsilon' - \varepsilon); \quad (5.60)$$

$$W_{ІД}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{\pi e^4 Z_i^2 N_{II} \gamma_{II}^4 a_0^4}{2 \varepsilon_0^2 \hbar V} \delta(\varepsilon' - \varepsilon); \quad (5.61)$$

$$W_{СД}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{20 \pi^2 5 a_B \hbar^3 N_{NEUT}}{V m^{*2} k(\varepsilon)} \delta(\varepsilon' - \varepsilon); \quad (5.62)$$

$$W_{СД}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{2^5 3^4 \pi^3 C^2 a_0^6 e^2 e_{14}^2 N_{SS}}{V \varepsilon_0^2 \hbar} \frac{1}{q^2} \delta(\varepsilon' - \varepsilon), \quad (5.63)$$

де M_{Ga}, M_{Sb} – маси атомів; G – кількість елементарних комірок в об'ємі кристалу; ε_0 – діелектрична стала; e – заряд електрона; k_B – стала Больцмана; \hbar

– стала Планка; N_{LO} , N_{TO} – число поздовжніх (LO) та поперечних (TO) фононів з частотою ω_{LO} та ω_{TO} відповідно; e_{14} – компонента п'єзоелектричного тензора; c_{\parallel} , c_{\perp} – відповідні швидкості звуку; V – об'єм кристалу; $N_{\text{Д}}$, $N_{\text{НД}}$, $N_{\text{СД}}$ – концентрація іонізованих атомів та центрів статичної деформації відповідно; Z_i – кратність іонізації домішки; E_{AC} , E_{NPO} – акустичний та оптичний потенціали деформації відповідно; m^* – ефективна маса носіїв заряду; $k(\varepsilon)$ – хвильовий вектор електрона γ_{PO} , γ_{PZ} , γ_{II} – параметри підбору, що визначають радіус дії близькодіючого потенціалу дефекту ($R = \gamma a_0$, $0 \leq \gamma_{PO}, \gamma_{PZ} \leq 0.86$, $0 \leq \gamma_{\text{II}} \leq 1$).

Положення рівня Фермі в зразках InSb з концентрацією донорів $N_D = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та GaSb з $N_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ визначалось з рівняння електронейтральності (5.64).

$$n - p = N_D^+ = N_D, \quad (5.64)$$

N_D^+ – концентрація іонізованих атомів домішки, N_D – легуюча концентрація донорів.

В роботі [257] для НК GaSb використовувалась класична формула (5.65) для розв'язку рівняння електронейтральності.

$$n = N_D \left[2 \exp\left(-\frac{E_F - E_d}{k_B T}\right) \right]^{-1} \quad (5.65)$$

де E_d – енергія іонізації донора.

Проте дана формула із значеннями енергія іонізації [258] погано описує розподіл іонізованих та нейтральних атомів домішки з температурою. Тому вплив розсіяння на нейтральних атомах домішки не враховувався. В обох випадках припускалось, що усі атоми домішки іонізовані, зважаючи на високий рівень легування.

Обчислення компонентів тензора провідності проводилося на основі формалізму точного розв'язку стаціонарного рівняння Больцмана [249].

Використовуючи цей формалізм можна отримати додатковий параметр підбору $\gamma_{SS} N_{CD}$ для SS- механізму розсіяння.

Параметри НК InSb та GaSb, які використовувалися при розрахунках, представлені в табл. 5.2. Порівняння теоретичних температурних залежностей рухливості електронів проводилося з експериментальними значеннями, що визначались із температурних вимірювань напруги Холла.

Експериментально отримані температурні залежності опору НК InSb та GaSb представлено на рис. 5.1,а і рис. 5.2,а, відповідно. А їх залежності рухливості $\mu_n(T)$ наведено на рис. 5.1,б і рис. 5.2,б, у вигляді трикутників. Суцільними лініями представлена рухливість НК InSb та GaSb, розрахована на основі близькодійючих моделей в рамках точного розв'язку рівняння Больцмана. Видно, що теоретичні криві достатньо добре узгоджуються з експериментом в усьому дослідженому інтервалі температур. Як видно з рис. 5.1, на залежності $R(T)$ для НК InSb, легованих до концентрації, що відповідає ПМД, спостерігається мінімум в області температур в околі ~ 70 К, що, в свою чергу, корелює з максимумом рухливості.

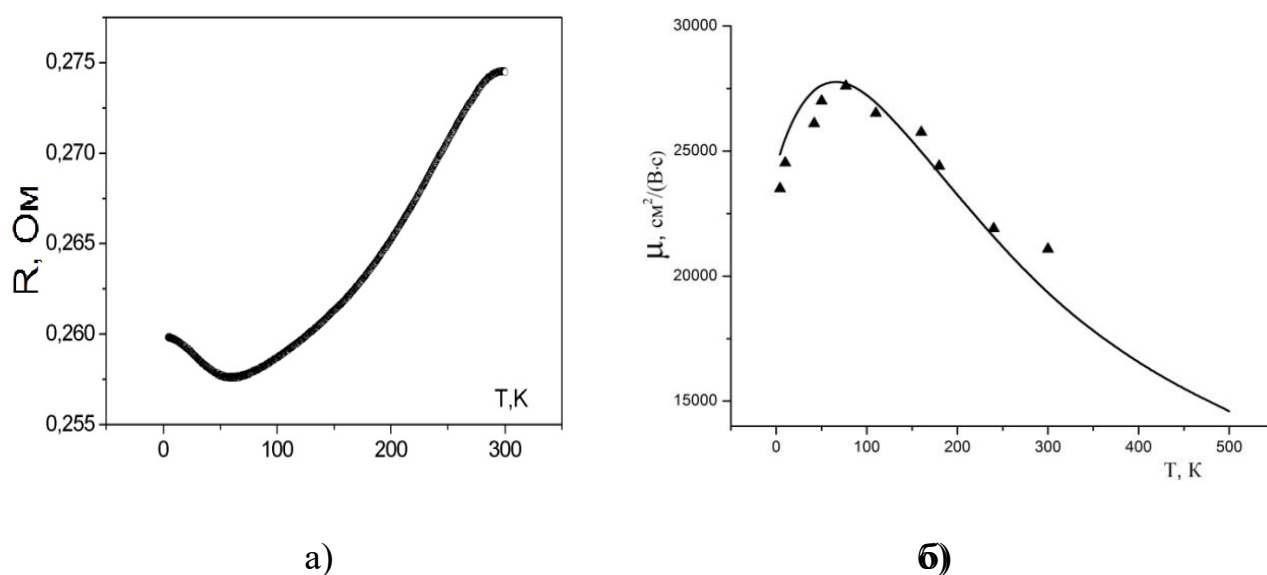


Рис. 5.1. Температурні залежності а) опору та б) рухливості електронів у НК InSb n-типу провідності з концентрацією донорів $N_D = 3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$

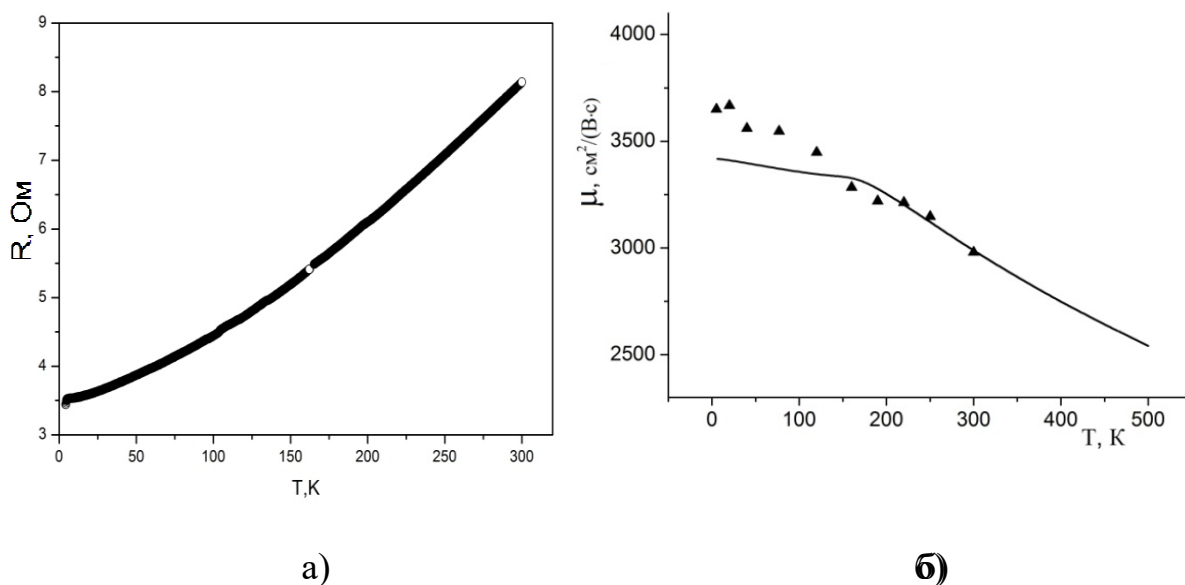


Рис. 5.2. Температурні залежності а) опору та б) рухливості електронів у НК GaSb n-типу провідності з концентрацією донорів $N_D = 2 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$

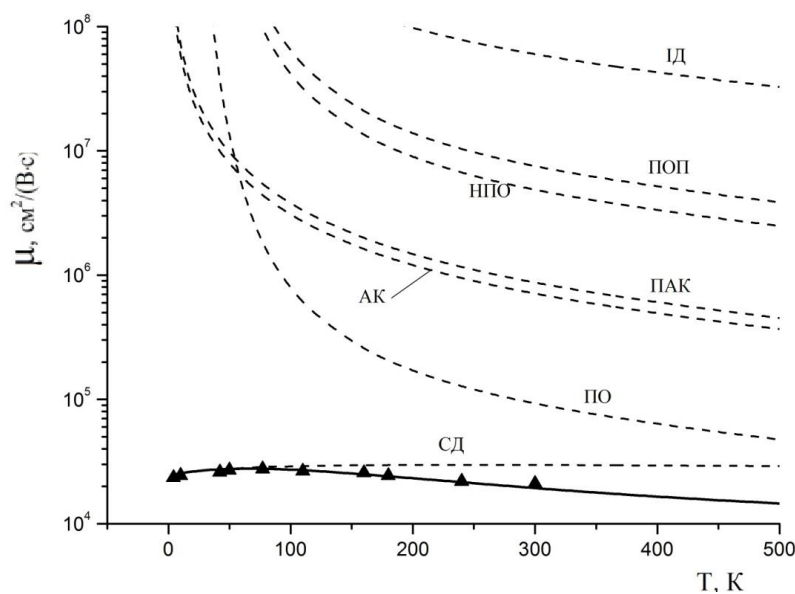


Рис. 5.3. Внесок різних механізмів розсіяння в рухливість електронів у НК InSb n-типу провідності з концентрацією донорів $3 \times 10^{17} \text{см}^{-3}$ (суцільна лінія – змішаний механізм розсіяння).

Значення параметрів γ , що визначають радіус дії близькодіючого потенціалу дефекту для різних механізмів розсіяння НК InSb та GaSb n-типу провідності представлені в табл. 5.1, а параметри їх матеріалів – в табл. 5.2.

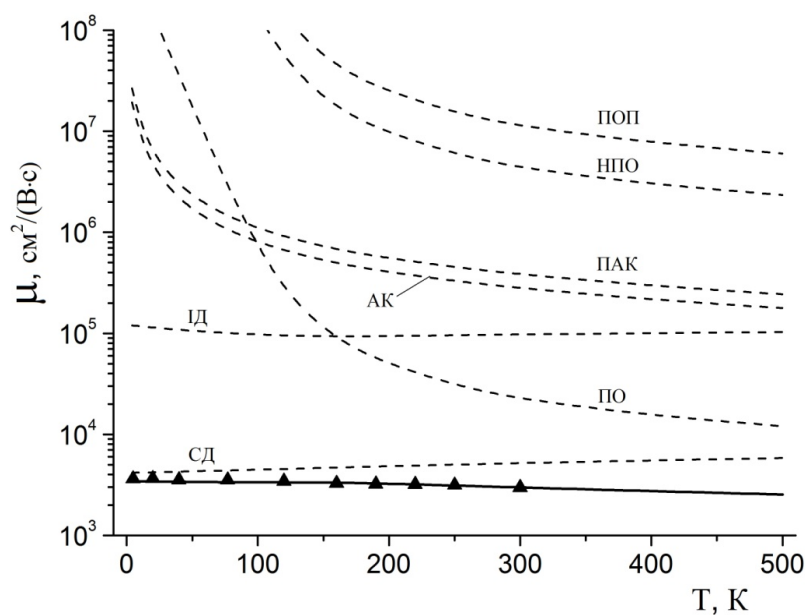


Рис. 5.4. Внесок різних механізмів розсіяння в рухливість електронів у НК GaSb n-типу провідності з концентрацією донорів $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (суцільна лінія – змішаний механізм розсіяння).

Таблиця 5.1.

Параметр γ для різних механізмів розсіяння електронів у НК InSb та GaSb n-типу провідності

НК	$N_D, \text{см}^{-3}$	γ_{PO}	γ_{PZ}	γ_{II}	$\gamma_{SS} N_{CD}, \text{см}^{-3}$
GaSb	2×10^{18}	0,70	0,40	1	2×10^{-16}
InSb	3×10^{17}	0,60	0,45	0,30	$1,3 \times 10^{-16}$

Для оцінки ролі різних механізмів розсіяння на рис. 5.3 та рис. 5.4 штриховими лініями представлені відповідні залежності. Видно, що теоретичні криві добре узгоджуються з експериментом в усьому дослідженому інтервалі температур. Основними механізмами розсіяння в обох зразках є розсіяння на центрах статичної деформації в усьому діапазоні температур та полярних оптичних фононах при $T > 150 \text{ К}$.

Для НК GaSb також значну роль відіграє розсіяння на іонізованих атомах домішки при $T < 150 \text{ К}$, на іонізованих атомах домішки. Решта механізмів розсіяння – розсіяння на акустичних та п'єзоакустичних, на неполярних оптичних та п'єзооптичних фононах – дають нехтувано малий внесок.

Таблиця 5.2

Параметри НК InSb та GaSb n-типу провідності

Параметр матеріалу	Значення, температурна залежність		Літера-тура
	<i>GaSb</i>	<i>InSb</i>	
Маса атома, кг	$M_{Ga} = 11.5777 \times 10^{-26}$ $M_{Sb} = 20.2187 \times 10^{-26}$	$M_{In} = 19.06597 \times 10^{-26}$ $M_{Sb} = 20.2187 \times 10^{-26}$	[258]
Постійна решітки, м	$a_0 = 6.09593 \times 10^{-10}$	$a_0 = 6.47937 \times 10^{-10}$	[258]
Ширина забороненої зони, еВ	$E_g = 0.813 - 0.378 \times 10^{-3} T^2 / (T + 94)$	$E_g = 0.235 - 0.27 \times 10^{-3} T^2 / (T + 106)$	[259], [260]
Ефективна маса електрона	$m_e / m_0 = 0.041$	$m_e / m_0 = 0.014$	[261], [262]
Енергетичний еквівалент	$E_p = 27$	$E_p = 25.2$	[263], [264]
Спін-орбітальне розщеплення, еВ	$\Delta = 0.80$	$\Delta = 0.803$	[265], [266]
Густина, г/см ³	$\rho_0 = 5.613$	$\rho_0 = 5.7746$	[267], [266]
Швидкість звуку, м/с	$c_{ } = 4.24 \cdot 10^3$ $c_{\perp} = 2.46 \cdot 10^3$	$c_{ } = 5.77 \cdot 10^3$ $c_{\perp} = 2.29 \cdot 10^3$	[268], [269]
Оптичний потенціал деформації, еВ	$E_{NPO} = 32$	$E_{NPO} = 26.8$	[270], [271]
Акустичний потенціал деформації, еВ	$E_{AC} = 9.3$	$E_{AC} = 9.5$	[272], [271]
Частота поперечних та повздовжніх	$\omega_{TO} = 6.90 \cdot 10^{13}$ $\omega_{LO} = 7.11 \cdot 10^{13}$	$\omega_{TO} = 5.39 \cdot 10^{13}$ $\omega_{LO} = 5.59 \cdot 10^{13}$	[273], [264]
П'єзоакустична константа, Кл/м ²	$e_{14} = 0.126$	$e_{14} = 0.071$	[274], [275]

Для вивчення електропровідності та магнітоопору НК InSb n-типу провідності відібрали чотири групи зразків із різною концентрацією легуючої домішки (Sn) і відповідно ступенем наближення до критичної концентрації, що відповідає фазовому ПМД $N_{кр} = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [48-51]:

- сильнолеговані зразки InSb з концентрацією домішки поблизу ПМД з металевого боку переходу – $7,16 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
- НК з концентрацією домішки, що відповідає ПМД – $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
- зразки InSb з концентрацією домішки поблизу ПМД з діелектричного боку переходу – $2,3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
- слаболеговані кристали, концентрація олова в яких віддалена від ПМД у (глибоку) діелектричну область – $4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

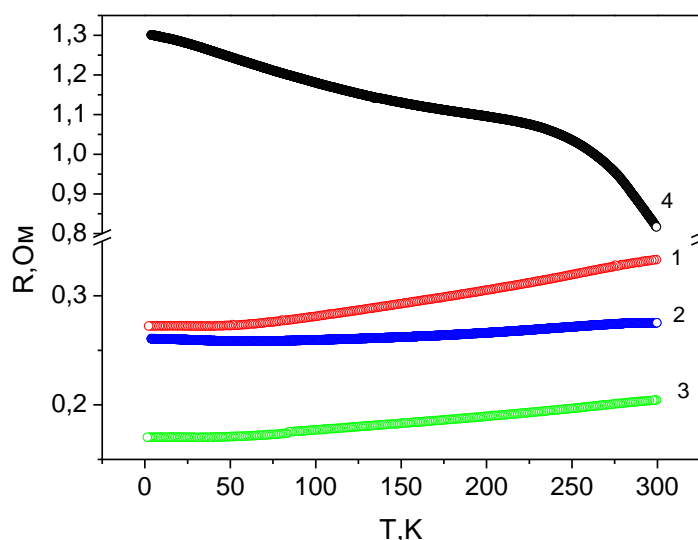


Рис. 5.5. Температурні залежності опору НК InSb із концентрацією олова, см^{-3} : 1 – $3,26 \times 10^{17}$; 2 – $2,3 \times 10^{17}$; 3 – $7,16 \times 10^{17}$; 4 – $4,4 \times 10^{16}$

На рис. 5.5 наведено температурні залежності опору НК InSb n-типу провідності з різною концентрацією олова в інтервалі температур $4,2 \div 300 \text{ К}$. Як можна спостерігати, хід даних характеристик істотно відрізняється для НК InSb з концентрацією домішки, що відповідає ПМД (рис. 5.5, крива 1) від поведінки залежностей НК, легованих до концентрацій поблизу ПМД із металевого та

діелектричного боку переходу (рис. 5.5, криві 2 і 3). На температурних залежностях питомого опору НК InSb з критичною концентрацією $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ за температури порядку 60 К спостерігається мінімум, що відповідає зміні енергії активації і, як наслідок, зміні механізму переносу носіїв заряду за даної температури [49].

Для вивчення електропровідності та магнітоопору НК GaSb n-типу провідності відібрали три групи зразків із різною концентрацією легуючої домішки (Te) і відповідно ступенем їх наближення до критичної концентрації, що відповідає фазовому ПМД [42, 52, 53]:

- НК GaSb з концентрацією легуючої домішки $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає близькості до ПМД з металевого боку переходу;
- зразки GaSb з більшою концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$;
- сильнолеговані НК GaSb, віддалені від ПМД у металевий бік, із концентрацією телуру $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

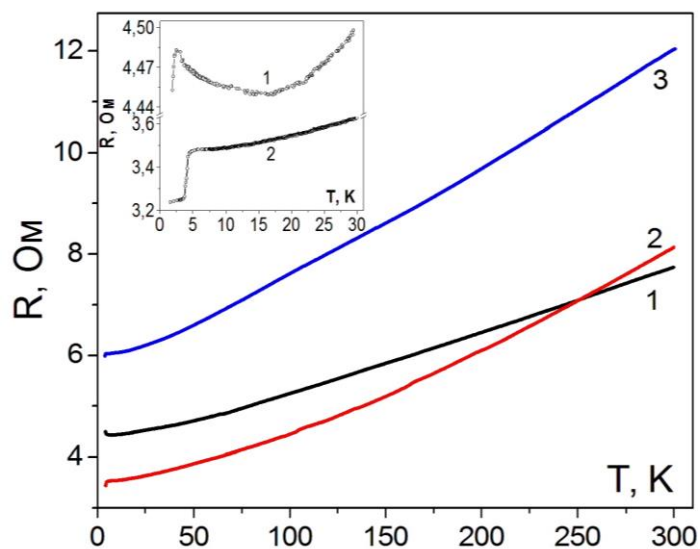


Рис. 5.6. Температурні залежності опору НК GaSb з концентрацією телуру, см^{-3} : 1 – 1×10^{18} , 2 – 2×10^{18} , 3 – $2,5 \times 10^{18}$

Температурні залежності опору для НК GaSb n-типу з різною концентрацією легуючої домішки в інтервалі температур $1,5 \div 300 \text{ К}$ представлені

на рис. 5.6. Як можна помітити, поведінка цих характеристик майже аналогічна в широкому діапазоні температур 30 - 300 К, в той час як істотно відрізняється в діапазоні низьких температур нижче 4,2 К (вставка на рис. 5.6).

Особливості, отримані на температурних залежностях опору в діапазоні температур 30 - 300 К відрізняються для НК GaSb із різною концентрацією домішки, через зміну механізму переносу носіїв заряду [54]. Наведені характеристики відповідають прямій металевій провідності НК GaSb з концентрацією телуру $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5.6, крива 3), очевидно, напівпровідникова провідність для зразків з концентрацією легуючої домішки $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5.6, крива 1) і проміжний нахил температурних залежностей опору для кристалів з концентрацією телуру $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5.6, крива 2).

5.3. Ефект Кондо в НК GaSb n-типу провідності

При низьких температурах у НК GaSb із концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ різке падіння опору при температурі нижче 4,2 К (вставка на рис. 5.6, крива 2). Для НК GaSb із концентрацією домішки $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ мінімальний опір при температурі близько 16 К, в той час як різке падіння опору зміщується до температури 1,7 К (вставка на рис. 5.6, крива 1) в порівнянні з попереднім зразком (вставка на рис. 5.6, крива 2). Для НК GaSb із концентрацією телуру $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ лише невелике падіння опору при температурі нижче 4,2 К (рис. 5.6, крива 3).

Різке падіння опору НК GaSb при температурах нижче 1,7 К і 4,2 К, ймовірно, відповідають частковій надпровідності і буде описане в розділі 6.

Особливості, які спостерігаються на температурних залежностях опору НК GaSb з чіткою провідністю напівпровідника і концентрацією телуру $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при низьких температурах (вставка на рис. 5.6, крива 1) може бути пояснена ефектом Кондо.

Ефект Кондо зазвичай виявляється в матеріалах, легованих магнітними домішками [52-53, 276-278]. Домінуючу роль відіграє обмінна взаємодія між магнітними моментами власного 3d-електрона, локалізованого на магнітних домішок і вільних носіїв заряду. Можна припустити, що аналогічні аномалії температурної залежності опору можуть мати місце в напівпровідниках, легованих немагнітними домішками, до концентрації, що відповідає ПМД [279]. Тоді відбувається обмінна взаємодія між магнітними моментами, два рази зайнятими домішками носіїв заряду і вільними носіями заряду. Такий ефект Кондо спостерігався в сильнолегованих бором НК Si-Ge, які не мають ніяких магнітних домішок [280]. Тепер ми спостерігали аналогічний ефект у НК GaSb n-типу провідності з концентрацією легуючої домішки телуру поблизу ПМД $(1 \div 2,5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Питомий опір матеріалу, що описується формулою [276]:

$$\rho_e \approx \rho_0 \left[1 - \frac{4J}{N} \zeta(E_F) \ln \frac{E_F}{kT} \right], \quad (5.66)$$

де ρ_e – питоме значення через обмінні взаємодії, ρ_0 – значення питомого опору, що розраховуються Борнівські $\zeta(E_F)$ – щільність станів на рівні Фермі, E_F – енергії Фермі, N – концентрації домішки, J – інтеграл обмінної взаємодії, k – постійна Больцмана, T – температура.

Щільність станів на рівні Фермі в кристалах зростає із застосуванням магнітного поля. Це може привести до появи аномального магнітоопору, який є позитивним або негативним в залежності від знака обмінної взаємодії інтеграла J , відповідно до моделі, запропонованої в роботі [276].

Оскільки ефект Кондо виникає в результаті процесу обміну між локалізованими на атомах домішки електронами та вільними носіями заряду, то ефект можна спостерігати тільки при певній концентрації домішок, коли можливе утворення достатнього числа елементарних процесів при взаємодії вільних носіїв і тими, які локалізовані. Енергетична залежність густини станів в системі якісно змінюється за рахунок носіїв взаємодії, що відбивається в температурних залежностях як мінімальний опір [53].

Наші результати показали, що максимальний ефект Кондо спостерігався у НК GaSb із концентрацією телуру $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Глибокий мінімум опору видно на вставці рис. 5.6 (крива 1) при температурі близько 16 К [52, 53].

Збільшення концентрації домішки збільшує ймовірність перекриття хвильових функцій, що призводить до збільшення значення прямої обмінної взаємодії, що може привести до зміни знака інтеграла обмінної взаємодії J [52].

Спостерігається згасання ефекту Кондо з невеликою зміною концентрації легуючої домішки, зокрема, в зразках GaSb із концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ того ж діаметру. Таким чином, мінімум опору невидимий в діапазоні температур $4,2 \div 30 \text{ К}$ (рис. 5.6, вставка (крива 2)).

5.4. Застосування результатів досліджень електротранспортних властивостей НК InSb n-типу провідності

Результати проведених розрахунків показали, що головним механізмом розсіювання носіїв заряду у НК InSb за низьких температур є розсіювання на потенціалі статичної деформації. Джерелом такої статичної деформації може бути поверхня кристала малого розміру, вплив якої полягає у спричиненні так званого лапласівського стиску приповерхневих шарів кристала. Дія цієї природної деформації особливо відчутна на температурних залежностях провідності НК InSb з концентрацією легуючої домішки поблизу ПМД, зокрема може змінювати характер провідності з металевого на напівпровідниковий, як це проявляється у досліджуваних зразках (рис. 5.5). В результаті цього спостерігається слабка температурна залежність питомого опору в широкому температурному інтервалі $4,2 \div 500 \text{ К}$, що дуже важливо для створення сенсорів.

Серед значної кількості сенсорів фізичних величин [68], чільне місце займають датчики Холла. Для широкого застосування їх в аерокосмічній техніці, криогенній техніці і т. д. потрібні високочутливі, швидкодіючі, мініатюрні сенсори фізичних величин, працездатні в складних умовах експлуатації: у різних температурних діапазонах, в т.ч. при криогенних температурах.

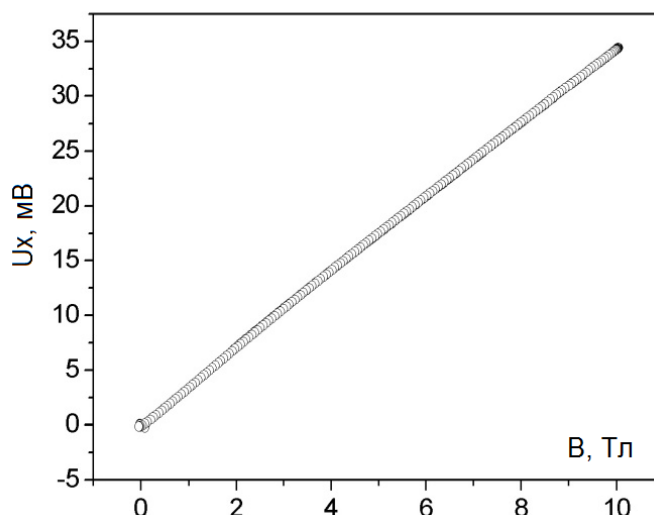


Рис. 5.7. Польова залежність напруги Холла НК InSb

Як показали експериментальні дослідження залежність напруги Холла від індукції магнітного поля є лінійною (рис. 5.7). Відтворюваність сигналу по полю знаходиться на достатньо високому рівні. При цьому враховується слаба температурна залежність опору (див. рис. 5.5) в межах 1 %. В результаті польова залежність холлівської напруги є практично незалежна від температури в широкому інтервалі температур $4,2 \div 500$ К. З іншого боку, амплітуда сигналу (до 35 мВ) забезпечує достатню чутливість до вимірюваного параметра.

Проведено теоретичні та експериментальні дослідження рухливості в кристалах InSb р-типу провідності та НК InSb та GaSb n-типу в широкому діапазоні температур ($4,2 \div 300$ К) з використанням близькодійочої моделі розсіяння носіїв заряду. Встановлено достатньо добру узгодженість теорії та експерименту як для об'ємних кристалів так і для ниткоподібних. Визначено основні механізми розсіяння (MP), зокрема для НК як InSb так і GaSb основним MP в усьому досліджуваному діапазоні температур є розсіяння на центрах статичної деформації. На основі проведених досліджень НК InSb розроблено високочутливий датчик Холла, дієздатний в широкому діапазоні температур $4,2 \div 500$ К та магнітних полів (до 10 Тл) з чутливістю $\sim 3,5$ мВ/Тл.

5.5. Висновки до розділу 5

1. Проаналізовано зонну структуру InSb та GaSb з використанням ізотропного наближення моделі Кейна, яке враховує спін-орбітальну взаємодію, що відіграє суттєву роль в сполуках з кристалічною структурою типу цинкової обманки. В моделі зонної структури виникають чотири види вільних носіїв заряду: електрони провідності, «легкі» і «важкі» дірки, а також зона «відщеплених» дірок, які описуються законами дисперсії.
2. Показано, що при розрахунку транспортних властивостей InSb та GaSb необхідно враховувати електрони зони провідності, «важкі» та «легкі» дірки з урахуванням того, що заселеність «відщепленої» зони дірок набагато менша ніж заселеність інших зон.
3. В результаті проведених експериментальних досліджень рухливості в НК InSb та GaSb n-типу в широкому діапазоні температур $4,2 \div 300$ К з використанням близькодійоючої моделі розсіювання носіїв заряду, встановлено достатньо добру узгодженість теорії та експерименту. Визначено основні механізми розсіювання носіїв заряду, зокрема для НК InSb і GaSb основним є розсіювання на центрах статичної деформації в діапазоні температур $77 \div 300$ К, тоді як при низьких температурах домінує розсіювання носіїв заряду на іонізованих домішках.
4. В результаті проведеного аналізу температурних залежностей опору в інтервалі температур $4,2 \div 30$ К для НК GaSb n-типу провідності з концентрацією легуючої домішки 1×10^{18} см⁻³ виявлено глибокий мінімум опору при температурі близько 16 К, зумовлений ефектом Кондо, який виникає в результаті обмінної взаємодії між локалізованими на атомах домішки електронами та вільними носіями заряду. Встановлено, що збільшення концентрації легуючої домішки збільшує ймовірність перекриття хвильових функцій, приводить до збільшення значення прямої обмінної взаємодії, через що змінюється знак інтеграла обмінної взаємодії J і зумовлює затухання ефекту Кондо.

РОЗДІЛ 6. МАГНІТОТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ InSb та GaSb n-ТИПУ ПРОВІДНОСТІ

У цьому розділі наведено результати досліджень поперечного і поздовжнього МО НК InSb та GaSb n-типу провідності з різною концентрацією легуючої домішки у магнітних полях з індукцією $0 \div 14$ Тл в інтервалі температур $4,2 \div 77$ К. У зразках із концентрацією легуючої домішки в околі ПМД виявлені осциляції МО Шубнікова – де Гааза, аналіз поведінки яких дозволив визначити їх період, температуру Дінгла та ефективну масу електронів.

Вивчено спін-орбітальну взаємодію у НК GaSb n-типу провідності з концентрацією легуючої домішки в околі ПМД, що дозволило з'ясувати природу виявлених нами цікавих ефектів – надпровідності та слабкої антилокалізації. Проведено аналіз впливу деформації на характер поздовжнього МО НК InSb та GaSb n-типу провідності при температурах від 4,2 до 40 К та магнітних полях до 10 Тл. При низьких температурах осциляції Шубнікова – де Гааза виявлено як в деформованих, так і в недеформованих зразках у всьому діапазоні концентрації легуючої домішки. Беручи до уваги розщеплення піків поздовжнього МО для деформованих і недеформованих зразків визначено гігантські значення g -фактора в досліджуваних кристалах. Крім того, у НК InSb та GaSb n-типу провідності виявлено, індуковану деформацією фазу Беррі, характерну для переходу в стан топологічного ізолятора.

6.1. Стан проблеми щодо вивчення магнітотранспортних властивостей InSb та GaSb

Вивченню магнітотранспортних властивостей у НК InSb, зокрема спостереженню осциляцій кінетичних параметрів у магнітному полі присвячено чимало робіт [281-284]. Так у роботах [281, 282] було виявлено і ґрунтовно описано осциляції МО, які можна поділити на дві групи: осциляції Шубнікова – де Гааза, що спостерігаються у сильнолегованих кристалах за низьких температур [282]; та магнітофононні осциляції, що спостерігаються в більш високоомних

зразках і широкому температурному інтервалі та добре описуються теорією Гуревича-Фірсова [283-284]. Автори роботи [285] спостерігали осциляції Шубнікова – де Гааза на польових залежностях коефіцієнта термо-е.р.с. та коефіцієнта Холла. Запропоновані Ефросом та Гуревичем теоретичні положення добре описували експериментальні результати для масивних зразків. Останнім часом дослідження осциляцій МО знову стає актуальним з точки зору їх виявлення у системах з квантовими ямами [116], гетероструктурах InSb/AlInSb [286], розбавлених магнетиках InSb<Mn> [287], у зв'язку з цим цікавим є вивчення магнітотранспортних властивостей НК InSb.

Відомо, що ефект Шубнікова – де Гааза спостерігається лише в кристалах високої якості, в яких носії заряду встигають виконати повний оберт вздовж циклотронної орбіти до їх розсіювання [288]. Напівпровідникові НК з досконалою кристалічною структурою задовольняють цій вимозі. За низьких температур до 70 К і в магнітних полях (0 ÷ 14) Тл вивчали розширення рівнів Ландау в InSb, що відповідають збудженням носіїв між сусідніми рівнями [289]. В роботі [290] встановлено осциляції Шубнікова – де Гааза в зразках на основі InSb в діапазоні магнітних полів (1 ÷ 7) Тл, максимуми МО яких пов'язано з їх квантовими числами та орієнтацією спінів. Також у сильнолегованих оловом плівках InSb вивчали осциляції Шубнікова – де Гааза поздовжнього і поперечного МО та виявлено негативний МО у полях до 0,5 Тл при температурах 1,3 К, аномальності якого пояснено теорією слабкої локалізації та впливом спин-орбітальної взаємодії [291].

GaSb є важливим матеріалом для практичного застосування, зокрема в мікроелектронних схемах, датчиках, твердотільних лазерах, електрооптичних модуляторах та інших пристроях завдяки високій якості монокристалів, на основі яких вони створені [221, 292]. Епітаксійні шари GaSb або квантові точки, вирощені на, напівізоляційних підкладках, використовуються у швидкодіючих пристроях за рахунок таких переваг, як низька щільність дислокацій та дефектів [223, 224]. Проте властивості цих структур істотно залежать від кристалографічного напрямку, що дещо обмежує їх використання. Отже,

монокристали GaSb [293] та вільно розташовані нано- і мікродроти [294] були використані для уникнення вищезазначених недоліків. Нанодроти GaSb також можуть використовуватись для пристроїв генерації [295], що уможлиблює їх застосування у напівпровідникових лазерах та фотонних інтегральних схемах. Їх висока продуктивність пов'язана з високою рухливістю носіїв заряду та просторовою залежністю провідності нанотрубок у гетероструктурах GaSb/GaAs [296, 297], що дає можливість їх широкого застосування. Високопродуктивні нанодроти GaSb можуть бути інтегровані з пристроями на базі нанодротів InSb, InAs та InGaAs за допомогою різних технологій переносу [296, 298].

НК мають ряд переваг у порівнянні з нанодротоми, зокрема, такі як відсутність дефектів внаслідок їх монокристалічної структури, зумовленої умовами росту. Незважаючи на їх великі розміри (порівняно з нанодротоми), ниткоподібні кристали є важливими об'єктами нанорозмірних досліджень завдяки їх унікальній структурі ядро-оболонка [299]. Дослідження НК з концентрацією домішки, що відповідає близькості до ПМД, викликають значний інтерес, оскільки, як відомо, поблизу ПМД істотно змінюються фізичні параметри мікрота наноструктур, як наприклад, параметри стрибкової провідності [300]. Так, наприклад, виявлено осциляції МО у НК Si [301] та Ge n- і p-типу провідності [41]. У НК твердого розчину SiGe p-типу з концентрацією домішки поблизу ПМД досліджено п'єзоопір [74] і встановлено аномальний п'єзомагнітоопір [168] за низьких температур. Цікаві фізичні ефекти були виявлені в НК із концентрацією легуючої домішки, що відповідає близькості до ПМД, зокрема, ефект гігантського п'єзоопору в НК Si [302], поява магнітофононних осциляцій в НК Ge [303]. Однак, з цієї точки зору НК GaSb та індію залишаються слабо вивченими.

Тому метою наших досліджень є вивчення магнітотранспортних властивостей НК GaSb та індію n-типу провідності із концентрацією легуючої домішки в околі ПМД в інтервалі температур $1,5 \div 300$ К і магнітних полях $0 \div 14$ Тл, що дозволить з'ясувати природу виявлених нових фізичних ефектів та проаналізувати можливість створення сенсорів фізичних величин на їх основі.

6.2. Магнітотранспортні властивості НК InSb

6.2.1. Осциляції Шубнікова – де Гааза в НК InSb

Результати експериментальних досліджень польових залежностей поздовжнього і поперечного МО НК InSb n-типу провідності з різною концентрацією легуючої домішки олова і, відповідно, різним ступенем наближення до критичної концентрації $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає фазовому ПМД, наведені на рис. 6.1-6.4 в інтервалі температур $4,2 \div 70 \text{ К}$ і магнітних полях з індукцією $0 \div 14 \text{ Тл}$.

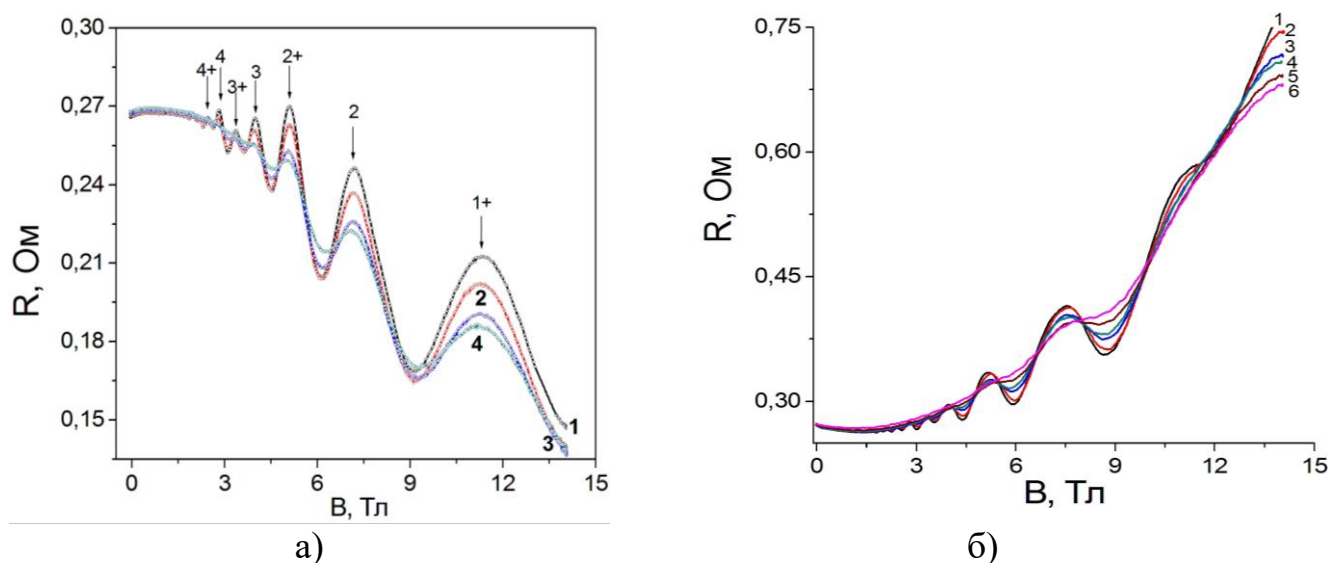


Рис. 6.1. Польові залежності а) поздовжнього і б) поперечного МО НК InSb з концентрацією олова $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурах: 1 – 4,2 К, 2 – 13 К, 3 – 29 К, 4 – 42 К, 5 – 56 К, 6 – 67 К

Отже, в результаті дослідження польових залежностей МО в НК InSb n-типу провідності з різною концентрацією легуючої домішки в діапазоні $4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3} \div 7,16 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурах $4,2 \div 77 \text{ К}$ в магнітних полях з індукцією до 14 Тл виявили існування піків поздовжнього і поперечного МО. Встановлено, існування осциляційного ефекту в області низьких температур $4,2 \div 40 \text{ К}$ у зразках, легованих до концентрації, що відповідає близькості до ПМД з металевого та діелектричного боку переходу, а також, що кількість піків поперечного МО є меншою, ніж у випадку поздовжнього при температурі 4,2 К. На польових залежностях поздовжнього і поперечного МО НК InSb з концентрацією легуючої домішки в околі

ПМД в магнітних полях з індукцією $0 \div 14$ Тл при криогенних температурах спостерігаються осциляції, амплітуда яких зменшується з ростом температури (див. рис. 6.1 – 6.3). У табл. 6.1 і 6.2 наведені значення індукції магнітного поля, що відповідають пікам поздовжнього і поперечного МО при температурі 4,2 К для НК InSb з різною концентрацією легуючої домішки, що відповідає близькості до ПМД.

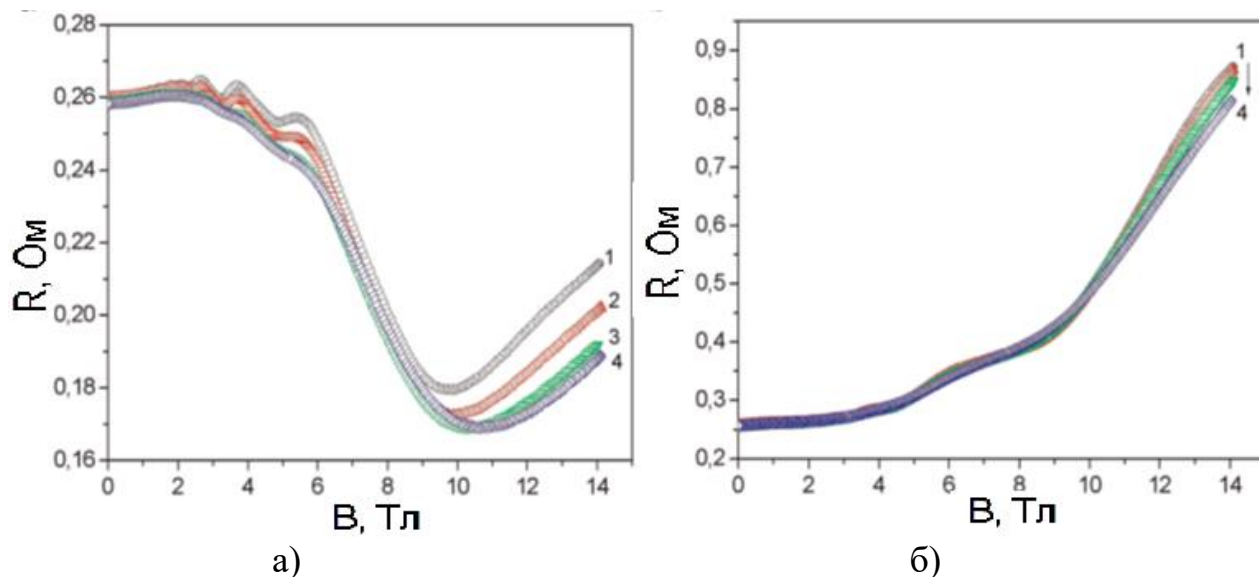


Рис. 6.2. Польові залежності а) поздовжнього і б) поперечного МО НК InSb з концентрацією олова $2,3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурах, К: 1 – 4,2; 2 – 13; 3 – 29; 4 – 42

Дев'ять піків із максимумами (див. табл. 6.1) виявлені на залежності МО НК InSb, легованих оловом до концентрації $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає фазовому ПМД у поздовжньому магнітному полі при температурі 4,2 К (рис. 6.1, крива 1). Кількість піків поздовжнього МО із максимумами зменшується для НК із концентрацією олова поблизу ПМД як із діелектричного $2,3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (див. рис. 6.2, крива 1), так і з металевого – $7,16 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (див. рис. 6.3, крива 1) боків переходу, і становить 8 і 5, відповідно (табл. 6.1).

Порівнявши результати польових залежностей поздовжнього і поперечного МО при температурі 4,2 К, приведені в табл. 6.1 і 6.2, видно, що кількість піків із максимумами істотно менша в поперечному магнітному полі. Так, для зразків із концентрацією легуючої домішки, що відповідає близькості до ПМД із металевому боку переходу (рис. 6.3, крива 1) в магнітних полях до 14 Тл виявлені тільки два піки з максимумами при індукції 1 Тл і 8,5 Тл (див. табл. 6.2). Висока концентрація легуючих

домішок у зразках, а також швидке згасання амплітуди осциляцій із ростом температури вище 20 К вказує на те, що осциляції МО описуються теорією Шубнікова – де Гааза. Встановлено, що даний осциляційний ефект спостерігається в області низьких температур і зовсім відсутній за температур вищих від 50 К.

Таблиця 6.1

Піки поздовжнього МО для НК InSb з різною концентрацією легуючої домішки при температурі 4,2 К

Концентрація легуючої домішки, см ⁻³	Поздовжній МО, Мах В, Тл									
	№	1	2	3	4	5	6	7	8	9
3,26×10 ¹⁷		11,4	7,2	5,1	4,0	3,4	2,85	2,5	2,2	2,0
2,3×10 ¹⁷		5,5	3,6	2,6	2,1	1,8	1,5	1,3	1,17	
7,16×10 ¹⁷		7,46	4,3	3,0	2,39	1,96				

Таблиця 6.2

Піки поперечного МО для НК InSb з різною концентрацією легуючої домішки при температурі 4,2 К

Концентрація легуючої домішки, см ⁻³	Поперечний МО, Мах В, (Тл)										
	№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
3,26×10 ¹⁷		13,9	11,2	7,53	5,16	3,96	3,29	2,77	2,4	2,1	1,9
2,3×10 ¹⁷		6,0	3,6	2,7	2,2	1,8	1,5	1,3	1,2	1,05	
7,16×10 ¹⁷		8,5	1,0								

Осциляції МО Шубнікова – де Гааза виявлені в поздовжньому та поперечному магнітних полях для високоякісних НК InSb n-типу провідності з концентрацією легуючої домішки, що відповідає близькості до ПМД, як з діелектричного, так і з металевого боку переходу (рис. 6.1 – 6.3). Однак, у слабологованих зразках, із концентрацією олова 4,4×10¹⁶ см⁻³, віддалених у діелектричну область, осциляційний ефект відсутній (див. рис. 6.4).

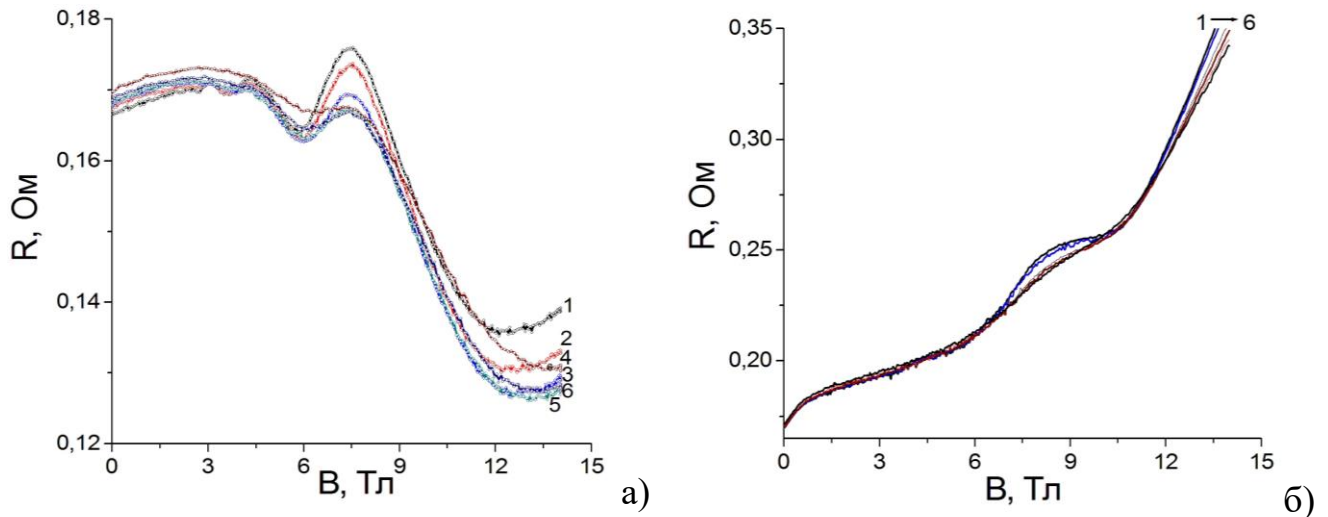


Рис. 6.3. Польові залежності а) поздовжнього і б) поперечного МО НК InSb з концентрацією олова $7,16 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурах: 1 – 4,2 К, 2 – 10 К, 3 – 20 К, 4 – 40 К, 5 – 60 К, 6 – 70 К

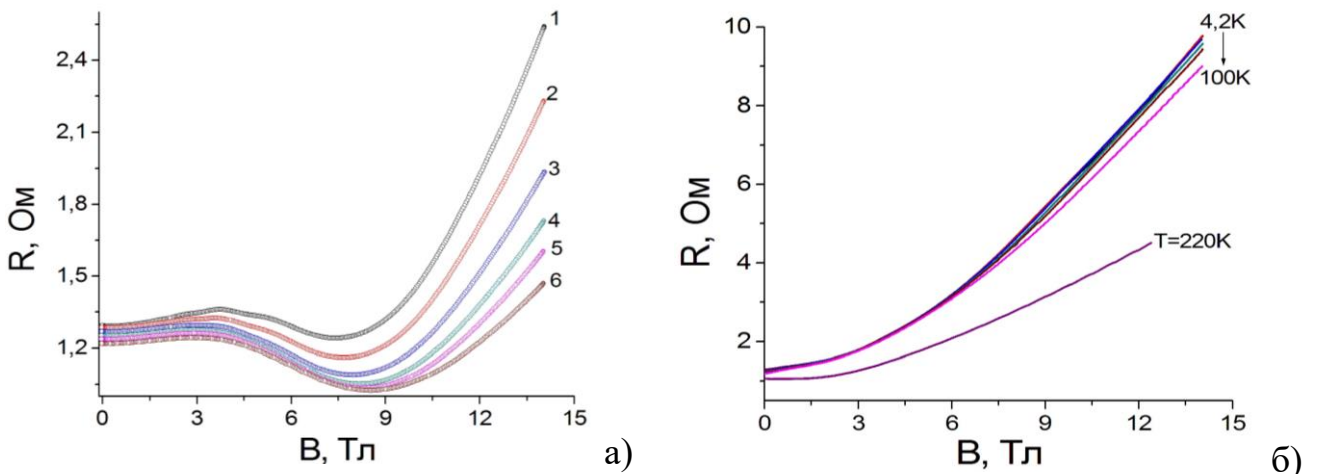


Рис. 6.4. Польові залежності а) поздовжнього і б) поперечного МО НК InSb з концентрацією олова $4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температурах: 1 – 4,2 К, 2 – 13 К, 3 – 29 К, 4 – 42 К, 5 – 56 К, 6 – 67 К

Для НК InSb з концентрацією легуючої домішки $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає фазовому ПМД, у всьому діапазоні магнітних полів $0 \div 14 \text{ Тл}$ кожен пік, як поздовжнього, так і поперечного МО розщеплюються на два піки (як дуплет). Отже, піки із максимумами осциляцій Шубнікова – де Гааза у поздовжньому магнітному полі розщеплюється на два піки, що відповідає різним квантовим рівням N , якщо індукція магнітного поля становить: 7,2 Тл і 5,1 Тл ($N = 1$); 4 Тл і 3,4 Тл ($N = 2$); 2,8 Тл і 2,5 Тл ($N = 3$); 2,2 Тл і 2 Тл ($N = 4$)

(рис. 6.1,а). Аналогічно, як і піки осциляцій у поперечному магнітному полі розщеплюються таким чином: 7,53 Тл і 5,16 Тл ($N = 1$), 3,96 Тл і 3,29 Тл ($N = 2$), 2,77 Тл і 2,4 Тл ($N = 3$), 2,1 Тл і 1,9 Тл ($N = 4$) (рис. 6.1,б). В той час як у зразках із концентрацією легуючої домішки поблизу ПМД як з діелектричного, так і з металевого боку розщеплення не спостерігалось.

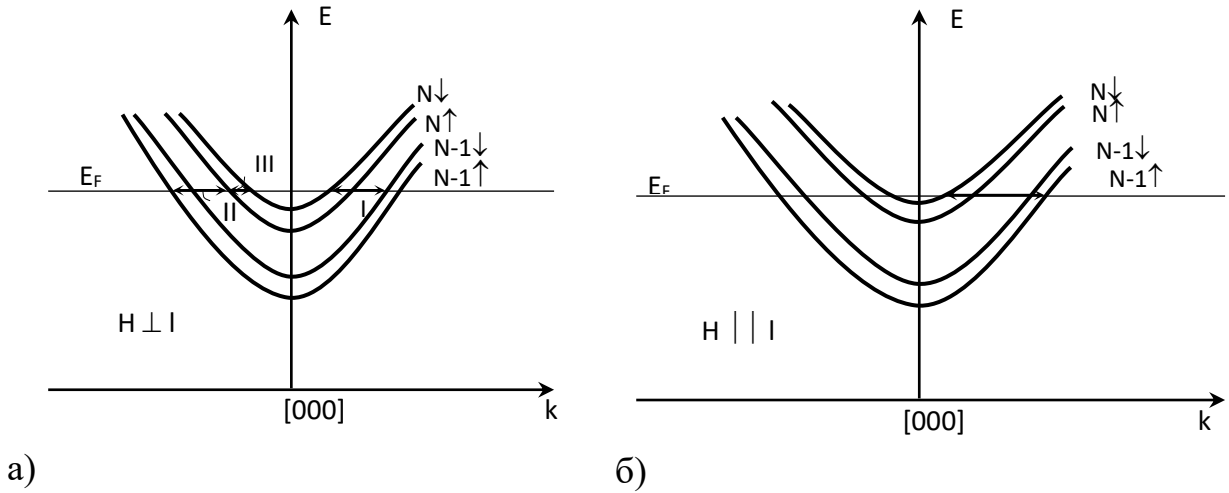


Рис. 6.5. Схематичний вигляд енергетичних діаграм для електронних переходів між підрівнями Ландау для поперечного МО (а): $N\downarrow \leftrightarrow (N-1)\downarrow$, $N\uparrow \leftrightarrow (N-1)\uparrow$, $N\uparrow \leftrightarrow (N-1)\downarrow$ і повздовжнього МО (б) $N\uparrow \leftrightarrow (N-1)\downarrow$

Виходячи з рис. 6.5,а, у випадку поперечного МО, видно, що для прямого включення магнітного поля реалізується перехід $N\downarrow \rightarrow (N-1)\downarrow$, а для оберненого включення більшість носіїв знаходяться у положенні $(N-1)\downarrow$ по спіну, тому реалізується перехід $(N-1)\downarrow \rightarrow N\uparrow$, що відповідає експериментальним даним – уширення максимуму, що відповідає розщепленню смуги на 2 піки. У випадку поздовжнього МО завдяки виконанню правила відбору реалізується перехід $N\uparrow \rightarrow (N-1)\downarrow$ (рис. 6.5, б).

Осциляції МО Шубнікова – де Гааза є періодичними відносно поля як $1/H$. Період осциляцій МО P у випадку квадратичного закону дисперсії є обернено пропорційним до поля й описується виразом [304]:

$$P = \Delta \left(\frac{1}{H} \right) = \frac{\hbar|e|}{E_F m_c c} \tag{6.1}$$

де \hbar – стала Планка; e – заряд електрона; E_F – енергія Фермі; m_c – ефективна циклотронна маса електрона; c – швидкість світла.

Період осциляцій Шубнікова – де Гааза НК InSb n-типу провідності знайдено за формулою (6.1), який відрізняється для зразків із різним рівнем легування. Так, для НК із концентрацією легуючої домішки в околі ПМД з металевого боку переходу період осциляцій становить $0,095 \text{ Тл}^{-1}$, а для менш легованих зразків він зростає до $0,1 \text{ Тл}^{-1}$ (див. нижче табл. 6.3).

Отже, проведені дослідження польових залежностей МО зразків InSb, легованих оловом, до концентрації, що відповідає близькості до критичної концентрації ПМД, як з металевого, так і з діелектричного боку переходу, в інтервалі низьких температур $4,2 \div 40 \text{ К}$ виявили існування піків поздовжнього і поперечного МО, ідентифікованих як осциляції Шубнікова – де Гааза. Встановлено, що при температурах $4,2 \text{ К}$ кількість піків поперечного МО є меншою, ніж у поздовжнього. Проведений аналіз осциляцій МО зразків InSb, дозволив розрахувати, залежний від концентрації легуючої домішки період осциляції Шубнікова – де Гааза $0,095 \div 0,1 \text{ Тл}^{-1}$. Збільшення концентрації домішки також зумовлює плавне зростання рівня Фермі від $E_F \approx 0,11 \text{ еВ}$ до $E_F \approx 0,12 \text{ еВ}$.

6.2.2. Індукований магнітним полем ПМД у НК InSb

Відмінність МО осциляцій Шубнікова – де Гааза в напівметалевих і напівпровідникових зразках пояснюється різницею в їх інтенсивностях $\Delta\rho_2$ та $\Delta\rho_3$, де $\Delta\rho_3$ є внеском до опору, який відповідає стрибковій провідності по одноразово зайнятих електронами домішкових станах, а $\Delta\rho_2$ – подвійний внесок до опору, що відповідає одночасно і стрибковій провідності по двічі зайнятих електронами домішкових станах $\Delta\rho_2'$, і спін-орбітальній взаємодії $\Delta\rho''_2$ [70, 300].

Розсіювання зумовлене спін-орбітальною взаємодією в напівметалах вважають домінуючим, що приводить до істотного зростання $\Delta\rho_2$, а отже, відповідно, – до зменшення інтенсивності $\Delta\rho_3$, що є поясненням відсутності розщеплення в напівметалевих зразках із концентрацією, що відповідає близькості до ПМД із металевого боку (рис. 6.2 – 6.3). В той час як у напівпровідниках внесок $\Delta\rho_3$ є більш істотним. У результаті цього, на залежностях МО НК InSb з концентрацією легуючої домішки, яка відповідає фазовому ПМД,

спостерігається розщеплення піків, коли внески обох інтенсивностей $\Delta\rho_2$ і $\Delta\rho_3$ конкурують (див. рис. 6.6). У той час як для зразків, легованих оловом до концентрацій, віддалених від ПМД, розщеплення піків осциляцій МО Шубнікова – де Гааза відсутнє (див. рис. 6.2 – 6.3), оскільки в них домінує лише внесок інтенсивності $\Delta\rho_3$.

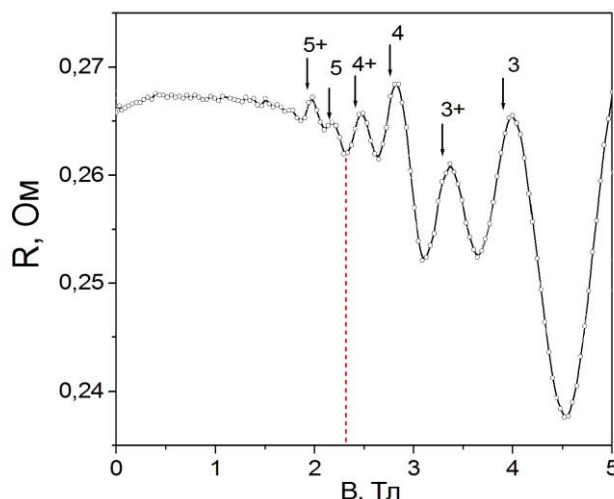


Рис. 6.6. Польова залежність поздовжнього МО НК InSb з концентрацією олова $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурі 4,2 К (стрілками позначено номери піків)

Необхідно проаналізувати співвідношення інтенсивностей $\Delta\rho_2$ і $\Delta\rho_3$ у НК InSb з концентрацією легуючої домішки, що відповідає фазовому ПМД. У магнітних полях із індукцією до 2 Тл має місце співвідношення $\Delta\rho_2 > \Delta\rho_3$, в той час як у полях вищих від 2 Тл воно змінюється на $\Delta\rho_2 < \Delta\rho_3$. Така зміна інтенсивностей $\Delta\rho_2$ і $\Delta\rho_3$ ймовірно зумовлена існуванням індукованого магнітним полем ПМД при індукції магнітного поля порядку 2 Тл (рис. 6.6). Такий перехід вперше був встановлений авторами роботи [305], а пізніше досліджений у роботі [306]. У слабкому магнітному полі, де внесок інтенсивності $\Delta\rho_2$ відповідає за сильну спіно-орбітальну взаємодію переважає, а в сильних полях спостерігається зростання $\Delta\rho_3$, коли реалізується стрибкова провідність по домішкових станах.

Отже, аналіз польових залежностей поздовжнього МО НК InSb з концентрацією легуючої домішки $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає ПМД, при температурі 4,2 К дозволив виявити індукований магнітним полем ПМД при індукції порядку 2 Тл зумовлений конкуренцією двох механізмів, а саме сильною спіно-орбітальною взаємодією та стрибковою провідністю по домішкових станах.

6.2.3. Спін-орбітальне розщеплення в НК InSb

Виявлене розщеплення піків осциляцій МО Шубнікова – де Гааза в НК InSb з концентрацією олова, що відповідає фазовому ПМД (див. рис. 6.1) дозволили оцінити значення g -фактора. Спінове розщеплення осциляцій МО, що спостерігалось у магнітному полі B_2 , при умові, що $g^* \mu_B B$ переважає розщеплення рівнів Ландау, що зумовлене розсіюванням на домішкових станах $\Gamma = \hbar e B_1 / m_c^*$. Отже, ваарто зауважити, що $\Gamma = \hbar e B_1 / m_c = g^* \mu_B B_2$ [307]. Оскільки магнетон Бора виражений співвідношенням $\mu_B = e\hbar/2m_0$, то отримаємо наступну формулу для оцінки значення g^* -фактора:

$$g^* = 2 \times \left(\frac{B_1 m_0}{B_2 m_c^*} \right), \quad (6.2)$$

Вузька ширина забороненої зони напівпровідникового матеріалу InSb, приводить до істотної непараболічності зони провідності, тому ефективна маса електронів є енергетично залежною [308]:

$$m^*(E) = m_c \times \left(1 + \frac{2E}{E_g} \right), \quad (6.3)$$

де E_g – ширина забороненої зони, E – енергія електрона, $m^*(E)$ – ефективна маса електрона на краю зони провідності.

Результати аналізу осциляцій МО Шубнікова – де Гааза із врахуванням провідності на рівні Фермі $E = E_F$, а також використавши вираз (6.3) та значення ефективної циклотронної маси електрона $m_c = 0,014 m_0$, енергію Фермі $E_F = 0,11 \text{ eV}$ та значення ширини забороненої зони $E_g = 0,23 \text{ eV}$ для InSb при температурі рідкого гелію [309] дозволили розрахувати значення $m^* = 0,03 m_0$, яке використовувалось для оцінки g -фактора.

У НК InSb з концентрацією олова поблизу ПМД визначено значення g -фактора, що змінюється від 60 до 46 для рівнів Ландау від $N = 1$ до $N = 4$, відповідно [49]. Однак для об'ємних зразків InSb, отримані значення g -фактора були значно нижчі та становили лише 36 [282]. А високі значення g -фактора отримані для наших зразків InSb добре узгоджуються з гігантськими значеннями, отриманими для нанодротів InSb авторами роботи [210]. Однак, залишається

деяка невідповідність, оскільки згідно результатів наших досліджень g -фактор зменшується із збільшенням індукції магнітного поля, а згідно спостережень [210] значення g -фактора залежать від рівня легування. Істотне спінове розщеплення також спостерігалось у гетероструктурах Si, із концентрацією легуючої домішки поблизу ПМД [301]. Автори роботи [310] доводять, що InSb як матеріал із вузькою шириною забороненої зони, має найвищі значення g -фактора серед напівпровідникових сполук A3B5, що досягають 51. У НК InSb досліджували вплив температури на значення g -фактора і визначили, що його значення при температурах рідкого гелію досягає 51 [311], ці отримані високі значення зумовлені виникненням спин-орбітальної взаємодії, що відповідає стрибковій провідності по двічі зайнятих електронами домішкових станах.

Отже, одержані нами значення g -фактора $46 \div 60$ [48, 49] знаходяться в доброму узгодженні з літературними даними [282, 210], що становлять $51 \div 53$ для об'ємних кристалів, а для нанодротів InSb [309] його значення змінюються від 30 до 70 залежно від рівня легування.

Температуру Дінгла T_D визначали як відношення амплітуд осциляцій МО Шубнікова – де Гааза для двох послідовних піків із максимумами, знаючи значення m_c [304].

$$\frac{A(T, H_n)}{A(T, H_{n+1})} = \left(\frac{H_{n+1}}{H_n} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\text{sh} \left(\frac{2\pi^2 k T m_c c}{|e| \hbar H_{n+1}} \right)}{\text{sh} \left(\frac{2\pi^2 k T m_c c}{|e| \hbar H_n} \right)} \cdot \exp \left[\frac{2\pi^2 k T_D m_c c}{|e| \hbar} \left(\frac{1}{H_{n+1}} - \frac{1}{H_n} \right) \right], \quad (6.4)$$

Таблиця 6.3

Параметри НК InSb із різною концентрацією олова при 4,2 К

№	Параметр	$2,3 \times 10^{17} (\text{см}^{-3})$ діелектричний бік ПМД	$3,26 \times 10^{17}$ (см^{-3}) ПМД	$7,16 \times 10^{17} (\text{см}^{-3})$ металевий бік ПМД
1	Ефективна маса електронів m^*	0,03	0,033	0,031
2	Період осциляцій, Тл ⁻¹	0,1	0,1	0,095
3	Енергія Фермі, еВ	0,11	0,11	0,12
4	Температура Дінгла, К	3	6	12

Проаналізувавши польові залежності поздовжнього та поперечного МО НК InSb з концентрацією олова, що відповідає близькості до ПМД (див. рис. 6.1 – 6.3), згідно виразу (6.4), ми отримали високі значення температури Дінгла до 12 К зумовлені високим рівнем легування зразків (табл. 6.3) [51, 312].

Отже, в результаті дослідження польових залежностей МО в НК InSb з концентрацією домішок, що відповідає ПМД ($3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) при температурі 4,2 К кожен пік поздовжнього і поперечного МО розщеплюється у вигляді дуплета у всьому діапазоні магнітних полів. Проведений аналіз осциляцій Шубнікова – де Гааза, дозволив розрахувати основні параметри зразків InSb, такі як циклотронна ефективна маса електронів змінюється від $m_c \approx 0,03m_0$ до $m_c \approx 0,033m_0$, максимальне значення якої відповідає критичній концентрації ПМД $N_D = 3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та значення температури Дінгла T_D , які поступово зростають від 3 К до 12 К, що вказує на збільшення забруднення НК із збільшенням їх концентрації. Дослідивши розщеплення піків осциляцій МО, концентрація легуючої домішки в яких відповідає ПМД, визначено гігантські значення g-фактора, які зростають від 46 до 60 із збільшенням магнітного поля до 14 Тл.

6.2.4. Застосування результатів досліджень магнітотранспортних властивостей НК InSb

Досліджені НК InSb можуть бути використані для створення мініатюрних високошвидкісних сенсорів магнітного поля, дієздатних у складних умовах експлуатації [300, 313].

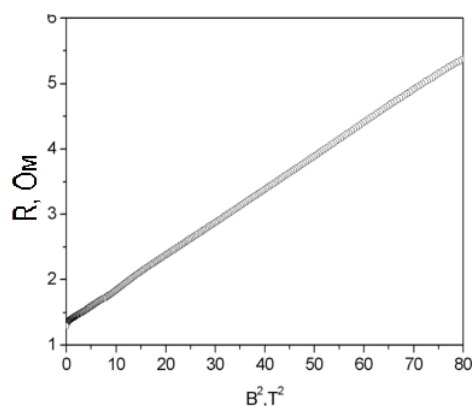


Рис. 6.7. Поперечний МО як функція від B^2 для НК InSb з концентрацією олова $4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температурі 4,2 К

Результати залежності поперечного МО від індукції магнітного поля (рис. 6.7) для слабо легованих НК InSb з концентрацією олова $4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, що відповідає діелектричному боку ПМД, були використані для розробки сенсорів індукції магнітного поля, дієздатних при низьких температурах. Великі зміни МО в досліджених магнітних полях дозволяють вимірювати індукцію магнітного поля з точністю порядку 0,1 % [49, 89].

6.2.5. Від'ємний магнітоопір у НК InSb у поздовжньому полі

Існування ВМО (рис. 6.8 – 6.11) ми спостерігали на польових залежностях поздовжнього МО для НК InSb n-типу провідності. Подібна поведінка МО, зменшення опору в магнітних полях з індукцією до 14 Тл, описується у НК Si та Ge як p-, так і n-типу провідності [41, 46, 47] в розділах 3.2 та 3.3.

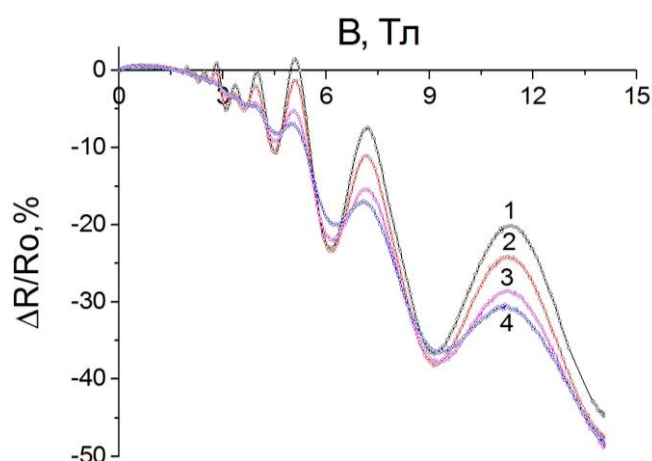


Рис. 6.8. Польові залежності поздовжнього МО НК InSb з концентрацією олова $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурах, К: 1 – 4,2; 2 – 13; 3 – 29; 4 – 42

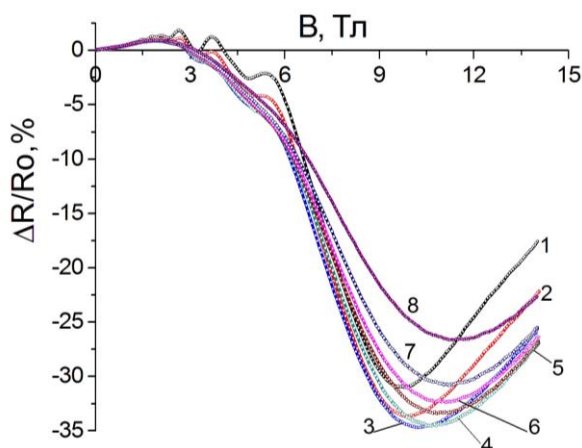


Рис. 6.9. Польові залежності поздовжнього МО НК InSb з концентрацією олова $2,3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурах, К: 1 – 4,2; 2 – 10; 3 – 20; 4 – 40; 5 – 60; 6 – 70

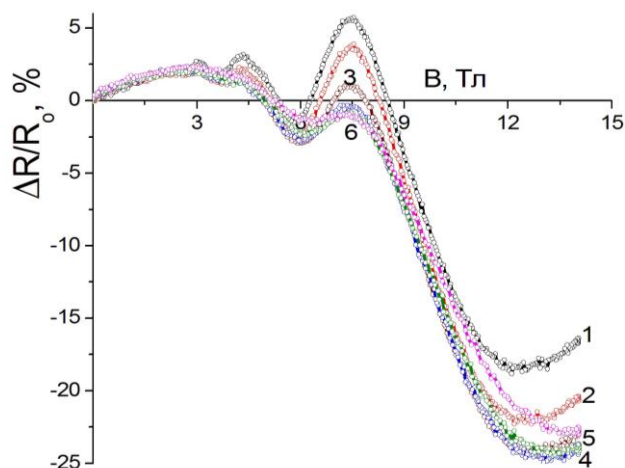


Рис. 6.10. Польові залежності поздовжнього МО НК InSb з концентрацією олова $7,16 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурах, К: 1 – 4,2; 2 – 13; 3 – 29; 4 – 42

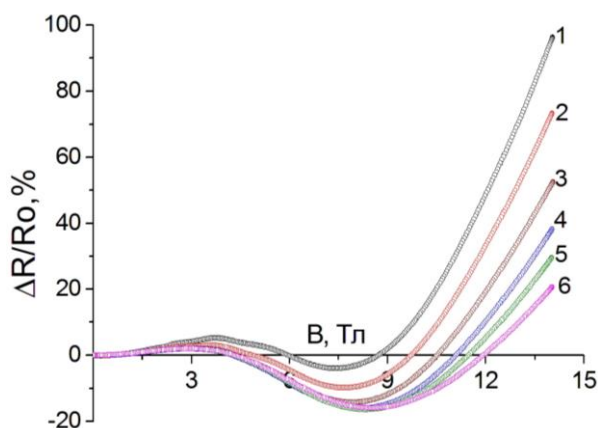


Рис. 6.11. Польові залежності поздовжнього МО НК InSb з концентрацією олова $4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температурах, К: 1 – 4,2; 2 – 13; 3 – 29; 4 – 42; 5 – 56; 6 – 67

У зразках InSb з концентрацією домішки $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ВМО досягає значень 50 % (рис. 6.8), який спостерігається в магнітних полях $2 \div 14$ Тл при температурах $4,2 \div 77$ К. Значення ВМО у НК InSb з концентрацією Sn поблизу ПМД з металевого і діелектричного боку переходу зменшуються до 35 % (рис. 6.9) та 25 % (рис. 6.10) і відповідають концентраціям $2,3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та $7,16 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ у магнітних полях з індукцією від 3 Тл та 5 Тл, відповідно (табл. 6.3). У слаболегованих НК InSb з концентрацією домішки $4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ВМО виявлено у всьому діапазоні досліджуваних магнітних полів $0 \div 14$ Тл, а польова залежність поздовжнього МО двічі перетинає вісь поля (див. рис. 6.11). На рис. 6.8 наведені польові залежності поздовжнього МО НК InSb з

концентрацією легуючої домішки $3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При температурі 4,2 К для цих зразків максимальне значення $\Delta R/R$ збільшується і досягає 50 %, а з підвищенням температури до 42 К амплітуда осциляцій істотно зменшується (рис. 6.8, крива 4). Аналогічні результати спостерігали для структур NiMn/InSb автори [314], згідно висновків яких ВМО не можна пояснити ні розорієнтацією спінів як у роботі [315], ні розсіюванням електронів локалізацією спінів зумовленим *s-d* обмінною взаємодією як автори [316]. Існування ВМО пояснюється мікроскопічними магнітними включеннями (NiMn чи Ni домішки), а підвищення магнітного поля приводить до поступової орієнтації їх магнітних моментів за напрямком зовнішнього поля, що зумовлює зменшення спін-залежного опору системи [314].

Заслуговує уваги пояснення, виявленого ВМО в польових залежностях досліджуваного поздовжнього МО в НК InSb n-типу провідності. Можливими причинами виявленого ефекту ВМО можуть бути: 1) розмірне квантування, що має місце у НК [317]; 2) магнітне впорядкування спінів електронів у НК InSb з концентрацією домішки, що відповідає близькості до ПМД [318]; 3) магнітне впорядкування в НК InSb зумовлене введенням неконтрольованих магнітних домішок [287]; 4) квантова інтерференція хвильових функцій електронів [319]; 5) класичний розмірний ефект [320].

Наявність розмірного квантування у НК InSb виключається через великі поперечні розміри зразків, діаметр яких порядку $20 \div 40 \text{ мкм}$, що значно більше, ніж довжина хвилі де Бройля. Можливою причиною виявлених особливостей МО InSb є наявність магнітного впорядкування спінів електронів на домішках у сильнолегованих напівпровідниках. Згідно з відомою моделлю Ю. Тойозава поява ВМО відбувається за рахунок переорієнтації спінів, локалізованих на домішкових атомах [318]. Як наслідок, виключається один із можливих каналів розсіювання носіїв заряду, що призводить до зменшення МО. Наприклад, ефект ВМО був виявлений у НК Ge [300]. У НК InSb має також відбуватись сильна спін-орбітальна взаємодія носіїв заряду, що підтверджується розщепленням МО і отриманим гігантським *g*-фактором $45 \div 60$ [49]. Однак цей ефект повинен швидко зникати з ростом температури вище 50 К, де має відбутися перехід від

стрибкоподібної провідності до класичного механізму провідності. Проте в експериментах, проведених нами, ефект ВМО спостерігається і при температурах до 77 К, існування якого при вищих температурах залишається неясним. До того ж при низьких температурах модель Toyozawa сумнівно пояснюється настільки високими значеннями ВМО.

Наявність магнітного впорядкування в НК InSb внаслідок введення магнітних домішок, таких як Mn, насправді приводить до спостереження ВМО в польових залежностях МО [287]. Автори [287] вважають, що існування ВМО залежить від орієнтації розсіювання спінів електронів на іонах Mn^{2+} . Результати наших досліджень елементного вмісту зразків InSb шляхом мікрозонного аналізу не виявили присутності в них магнітних домішок. Крім того, наявність магнітних домішок, що взаємодіють з носіями заряду, є досить сумнівною у віскерах через відсутність пікового розщеплення МО, за винятком одного зразка, з концентрацією що відповідає ПМД (див. рис. 6.6, 6.8). Тим не менш, дослідження поверхні НК InSb буде змістом наших подальших досліджень.

Існування ВМО можна також пояснити квантовою інтерференцією хвильових функцій електронів [319]. Зникнення ВМО пов'язане з руйнуванням інтерференції цих хвильових функцій магнітним полем, що приводить до впливу слабкої локалізації та електрон-електронної взаємодії. Ці ефекти при низькій спин-орбітальній взаємодії приводять до підвищення стійкості. Для визначення наявності квантово-інтерференційних ефектів у НК необхідно дослідити поведінку опору в слабких магнітних полях до $1 \div 2$ Тл і при низьких температурах $1,7 \div 4,2$ К. Наші дослідження НК InSb показали виникнення осциляцій Шубнікова – де Гааза в слабких магнітних полях, які вказують на наявність квантової інтерференції у досліджуваних нами зразках [49, 303]. Проте ефект квантової інтерференції (про малі поправки до провідності) не міг викликати настільки високі значення ВМО (порядка 50 %), що спостерігали в експерименті (рис. 6.8).

Запропоновано інше пояснення спостережуваного явища. Перш за все, слід відзначити переважання поверхневої провідності в зразках порівняно з об'ємною

[312, 321-323]. Висновок випливає з дослідження поздовжнього і поперечного опору віскерів (див. рис. 6.12).

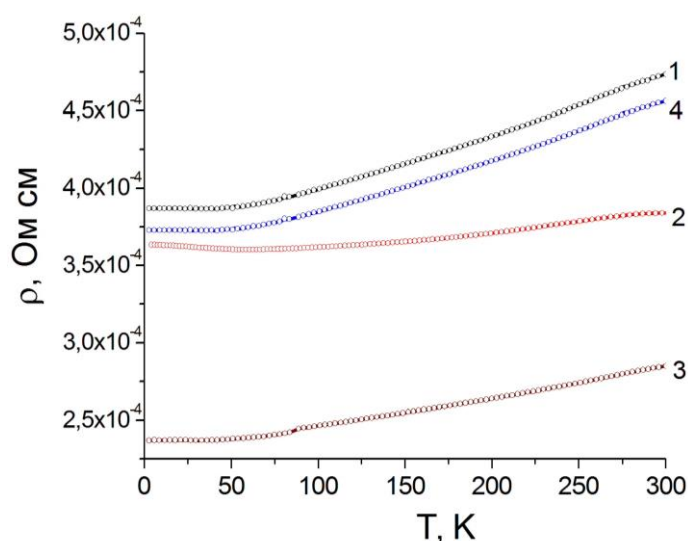


Рис. 6.12. Температурні залежності поздовжнього (1-3) та поперечного (4) питомого опору для НК InSb з різною концентрацією олова, см⁻³: 1, 4 – $3,26 \times 10^{17}$, 2 – $2,3 \times 10^{17}$, 3 – $7,16 \times 10^{17}$.

Як зрозуміло з рис. 6.12, поперечний опір (крива 4) значно менший, ніж поздовжній (крива 1), що можна пояснити переважанням поверхневої провідності в поперечній геометрії зразка [323]. Подібне явище спостерігали у НК Si, де виявлене збільшення концентрації домішки при наближенні до поверхні кристалу [302]. Можна припустити, що такий же механізм росту НК методом хімічного осадження з парової фази в закритій галогенній системі приводить до подібного легування домішками в процесі росту кристалів. Другою причиною збільшення легуючої домішки поблизу поверхні НК може бути дифузія домішок до поверхні зразка під час їх відпалу після процесу росту.

Якщо припущення про переважаючу поверхневу провідність НК є справедливим, тобто основний механізм переносу носіїв заряду відбувається в приповерхневій області кристалів, який характеризується ефективною радіальною відстанню НК, то можна припустити, наступне пояснення ВМО для НК InSb. Піки МО на рис. 6.9, зумовлені класичним розмірним ефектом, коли розсіювання на границі НК знижується в міру того як циклотронний радіус стає меншим від

ефективної радіальної відстані кристалу, що приводить до зменшення їх питомого опору. Подібна поведінка характерна і для поздовжнього МО нанодротів вісмуту діаметром $DW = 45 \div 200$ нм, у той час як положення піку B_m лінійно змінюється з $1/DW$ в міру збільшення їх діаметру [319]. Умову існування B_m можна визначити як

$$B_m \approx 2ck_F / EdW, \quad (6.5)$$

де k_F – хвильовий вектор на рівні Фермі [319]. Врахувавши одержані значення енергії Фермі, можна обчислити ефективну радіальну відстань кристалу, яка для НК InSb становить порядку 250 нм.

Встановлено, що положення піку B_m лінійно зростає із збільшенням температури в інтервалі $4,2 \div 60$ К, як показано на рис. 6.9. Розсіювання фононів стає істотнішим із зростанням температури і приводить до зсуву положення піку B_m . Коли концентрація легуючої домішки віддаляється від ПМД (як в діелектричний, та і металевий бік переходу) спостерігається зменшення значень ВМО в НК InSb. Така поведінка МО може бути пов'язана з підвищенням ефективної радіальної відстані, в міру того як ця відстань, стає значно більшою, від довжини вільного пробігу носіїв заряду. В НК InSb ВМО спостерігається вище значень B_m (рис. 6.9, 6.10), це доводить, що розсіювання на границях кристалу є домінуючим процесом у випадку поздовжнього МО, а це відповідає тому, що середня довжина вільного пробігу є більшою, ніж ефективна радіальна відстань кристалу [321].

Для перевірки впливу розмірного ефекту на поведінку МО віскерів InSb розраховували радіус Лармора електронних траєкторій у діапазоні магнітних полів $0 \div 14$ Тл за моделлю, описаною в роботі [324], який зменшується зі збільшенням індукції у всьому діапазоні полів. Отже, радіус Лармора більший, ніж ефективна радіальна відстань дроту в магнітних полях до $2 \div 3$ Тл і змінюється від 1 мкм до 200 нм. Ці два параметри рівні при магнітній індукції 4 Тл. Радіус Лармора менший від радіальної відстані при більш сильних магнітних полях, і становить 77 нм при індукції 14 Тл. Так, вплив розмірного ефекту на характер польових залежностей МО відбувається наступним чином: в магнітних полях з індукцією $2 \div 4$ Тл відбувається сильне розсіювання на границях

кристалу, що приводить до швидкого зростання МО. Коли радіус Лармора стає меншим, ніж ефективна радіальна відстань дроту, то МО швидко зменшується внаслідок зменшення граничного розсіювання [302].

Щоб перевірити першу можливу причину потрібно врахувати особливості поздовжнього МО при квантуванні енергії електронів тривимірних підзон (вставка на рис. 6.13.). Якщо хімічний потенціал відповідає другій підзоні або знаходиться нижче її дна, то збільшення магнітного поля, а також зміщення країв зон зумовлюють зміщення хімічного потенціалу, і опір спочатку зменшується, а потім монотонно зростає (рис. 6.13, крива 2). Ці ефекти пов'язані з впливом магнітного поля на значення множника чи експоненти у виразі для ймовірності розсіювання носіїв заряду на рівні Фермі у багатьох мультиплікаторах [325]. В останньому випадку, теоретично розрахована модель (рис. 6.13, крива 3) добре описує експериментальні залежності МО НК InSb в слабких магнітних полях за низьких температур (рис. 6.5,а). Однак, і досі не з'ясовано причини розмірного квантування електронів у НК великого діаметру (порядку десятків мікрон) [325].

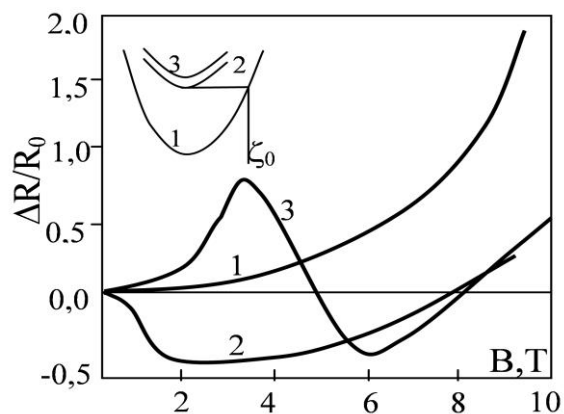


Рис. 6.13. Теоретична залежність поздовжнього МО для НК InSb. Вставка: схематичне зображення квантової підзони і положення хімічного потенціалу.

Встановлено, що для всіх досліджуваних зразків InSb n-типу провідності з концентрацією олова в діапазоні $4,4 \times 10^{16} \div 7,16 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, поздовжній МО змінює свій знак із зростанням магнітного поля: він позитивний в магнітних полях з індукцією до $2 \div 4 \text{ Тл}$, і стає від'ємним при вищих полях. Зміна знака МО, а також високі значення ВМО проаналізовані у зв'язку з можливими механізмами:

1) квантуванням енергії електронів у НК; 2) магнітним впорядкуванням зумовленим суперпозицією спінів електронів; 3) магнітним впорядкуванням за рахунок легування НК неконтрольованими магнітними домішками.

Проаналізовано внесок усіх вище перерахованих чинників і встановлено, що можливою причиною зміни знаку МО та одержаних високих значень ВМО може бути квантування енергії носіїв заряду зумовлене їх розсіюванням на границях (межах) кристалу за рахунок провідності в тонкому (близько 250 нм) приповерхневому шарі зразків InSb. Існування механізму стрибкової провідності по двічі зайнятих електронами домішкових станах приводить до розщеплення піків МО, що зумовлено сильною спін-орбітальною взаємодією та підвищенням значень ВМО для зразків, концентрація яких відповідає ПМД.

6.3. Магнітотранспортні властивості НК GaSb

6.3.1. Осциляції Шубнікова – де Гааза в НК GaSb в поздовжньому і поперечному магнітних полях

Поздовжній і поперечний МО НК GaSb n-типу провідності в діапазоні температур $4,2 \div 60$ К вивчалися в магнітних полях $0 \div 14$ Т. Результати цих досліджень для НК GaSb з різною концентрацією легуючої домішки представлені на рис. 6.14 – 6.16.

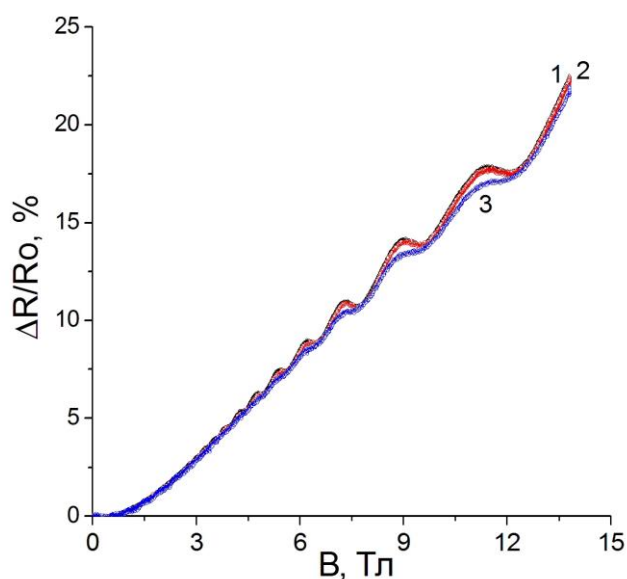


Рис. 6.14. Польові залежності поздовжнього МО НК GaSb з концентрацією телуру $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при температурах, К: 1 – 6,2; 2 – 8; 3 – 20

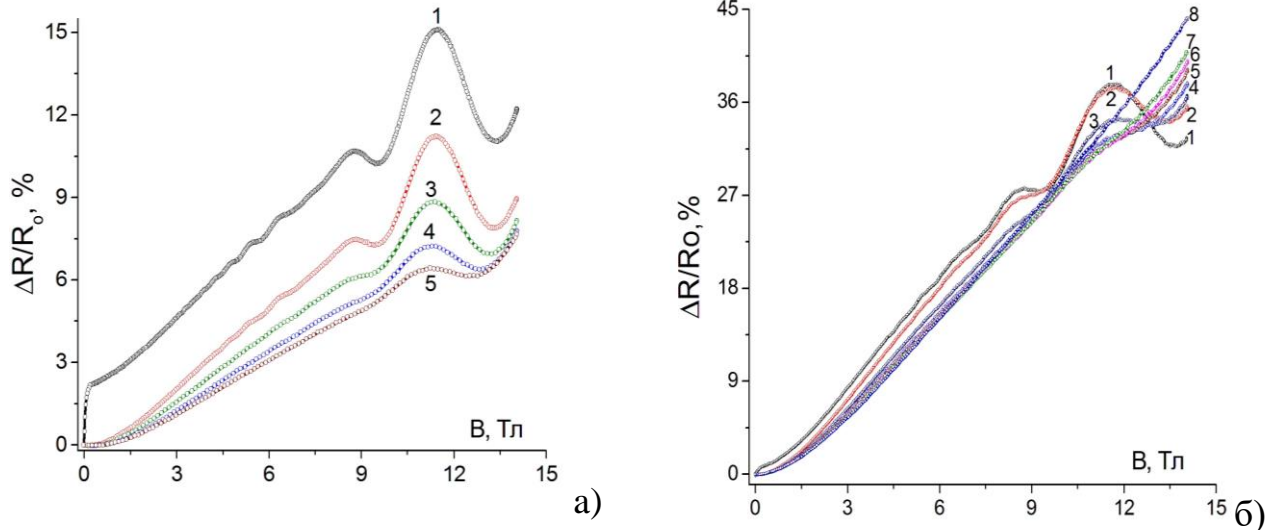


Рис. 6.15. Польові залежності а) поздовжнього і б) поперечного МО НК GaSb з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при температурах, К: 1– 6,2; 2 – 13; 3 – 29; 4 – 42; 5 – 50; 6 – 60; 7 – 70; 8 – 80

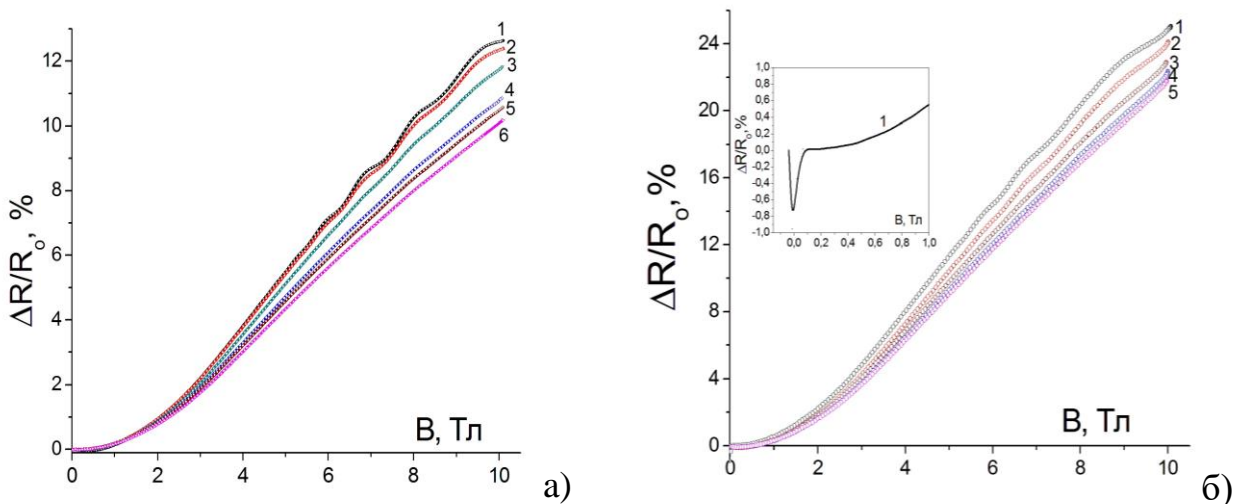


Рис. 6.16. Польові залежності а) поздовжнього і б) поперечного МО НК GaSb з концентрацією телуру $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при температурах, К: 1– 6,2; 2 – 13; 3 – 29; 4 – 42; 5 – 50; 6 – 60. На вставці: крива 1 при температурі 4,2 К

Піки поздовжнього та поперечного МО були виявлені при низьких температурах у магнітних полях з індукцією $0 \div 14 \text{ Тл}$ у НК GaSb з концентрацією легуючої домішки в діапазоні $(1 \div 2,5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає близькості до ПМД із металевого боку переходу (рис. 6.14 – 6.16) [54]. Максимальна амплітуда піків зменшується зі збільшенням температури у всьому діапазоні полів. Індукції магнітного поля, які відповідають поздовжнім і поперечним пікам МО НК GaSb при температурі 4.2 К наведені в табл. 6.4 [54].

Таблиця 6.4.

Індукції магнітного поля поздовжніх і поперечних піків МО в НК GaSb при 4,2 К

Магнітоопір Max B, (Тл)													
№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Поздовжній	11 1	99.0	77.3	66.2	55.4	46.7	46.2	33.8	33.5	33.2	33	22.8	22.6
Поперечний	77. 5	46.3	33	22.4	11.9								

Тринадцять піків з максимумом (табл. 6.4) були виявлені на поздовжніх залежностях МО при температурі рідкого гелію для НК GaSb n-типу провідності з концентрацією телуру $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 6.14, крива 1). У той час як кількість піків поздовжнього МО при температурі 4,2 К зменшується за рахунок зміни концентрації легуючої домішки та становить 4 і 9 для НК GaSb з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 6.14,а, крива 1) і $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 6.15, а, крива 1), відповідно.

Кількість піків поперечного МО знижується в порівнянні з результатами, представленими для зразків GaSb у поздовжньому магнітному полі при тій же температурі. Зокрема, для зразків з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 6.15,б, крива 1) їх кількість зменшується до п'яти при температурі 4,2 К в магнітних полях до 14 Тл (табл. 6.4). Наші дослідження показали, що осциляції Шубнікова – де Гааза спостерігаються в діапазоні низьких температур [4, 45, 52]. Осциляції МО, магнітофононні та Шубнікова – де Гааза були також виявлені в НК Ge і InSb n-типу провідності, відповідно [41, 46, 47, 321, 322].

Осциляційний ефект спостерігається у зразках GaSb із концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ аж до температур до 50 К (рис. 6.15,а, крива 5), але він уже відсутній при температурах вище 30 К для зразків, легованих до $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (див. рис. 6.16, криві 4 - 6). Значення індукції магнітного поля не змінюються для НК GaSb із різною концентрацією легуючої домішки, які відповідають пікам поздовжнього і поперечного МО, в той час як їх амплітуда змінюється з концентрацією.

Отже, в області температур $1,5 \div 96$ К і магнітних полів з індукцією $0 \div 14$ Тл вивчений МО НК GaSb з концентрацією телуру $1,7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає близькості до ПМД. Аналіз піків поздовжнього і поперечного МО в інтервалі низьких температур від 1,5 до 60 К дозволили ідентифікувати їх як осциляції Шубнікова–де Гааза. Встановлено, що при температурі 4,2 К кількість піків поперечного МО менша, ніж у випадку поздовжнього поля.

6.3.2. Ефект надпровідності в НК GaSb у слабких магнітних полях

Результати досліджень НК GaSb n-типу провідності за допомогою мас-іонної спектроскопії показали, що концентрація легуючої домішки телуру в зразках становить $(1 \div 2,5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає металевому боку ПМД.

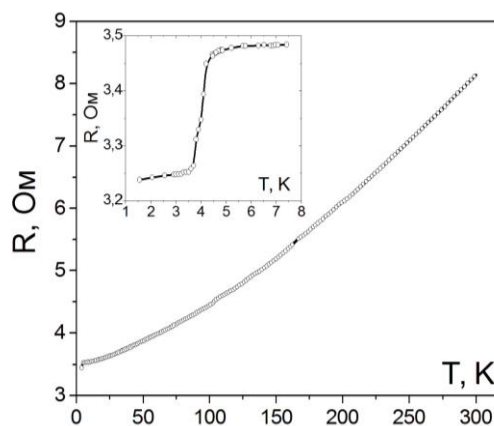


Рис. 6.17. Температурна залежність опору НК GaSb з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в нульовому магнітному полі. Вставка: температурна залежність опору цих зразків при температурах вище 1,5 К

На рис. 6.17 наведена температурна залежність опору, легованих телуrom, НК GaSb в нульовому магнітному полі та інтервалі температур $1,5 \div 300$ К. Як видно з рисунка, в цьому інтервалі температур спостерігається зменшення опору від 8 до 3,5 Ом, що вказує на металеву провідність досліджуваних зразків. А при температурах нижче 4,2 К виявлене різке стрибкоподібне падіння опору зразків від 3,5 до 3,25 Ом. Така особливість поведінки їх температурної залежності опору, ймовірно, зумовлена переходом у надпровідний стан при критичній температурі близькій до температури рідкого гелію (див. вставка на рис. 6.17) [39, 40, 44, 52, 53].

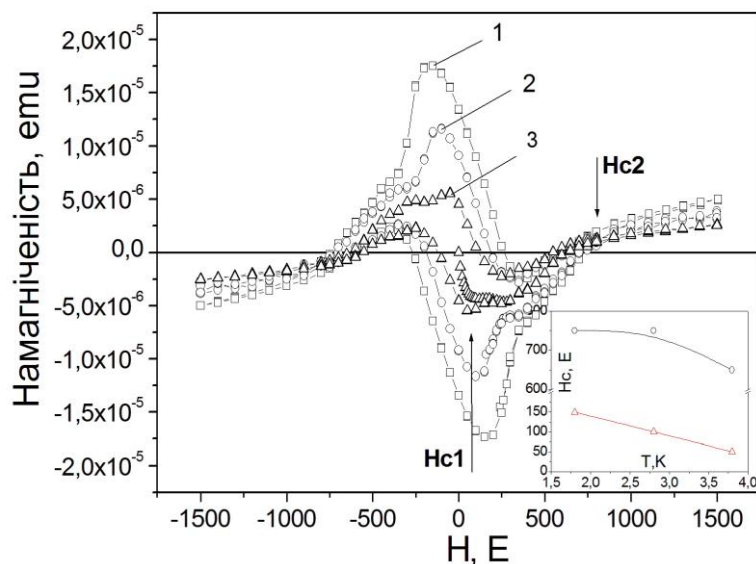


Рис. 6.18. Залежності намагніченості НК GaSb з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ від магнітного поля при певних фіксованих температурах, К: 1 – 1,8; 2 – 2,8; 3 – 3,8. Вставка: температурні залежності критичних полів H_{c1} (Δ) і H_{c2} (\circ)

З іншого боку, виявлений стрибок падіння опору дуже малий, а саме порядку 8,6% ($(3,5-3,2)/3,5$), при цьому значення опору зразків при температурах нижчих 4,2 К залишається досить великим 3,2 Ом, щоб бути інтерпретованим як фазовий перехід у надпровідний стан, який мав би супроводжуватись падінням опору аж до нуля. Однак, можна зробити припущення про існування деякої надпровідної фази в НК GaSb [44, 52, 53]. Для підтвердження такого пояснення, варто дослідити діамагнітний відклик досліджуваних зразків при температурах нижчих від 4,2 К у слабких магнітних полях. Намагніченість НК GaSb в діапазоні магнітних полів з індукцією від - 1,5 кЕ до 1,5 кЕ при певних фіксованих температурах вимірювали за допомогою устаткування SQUID. Дані залежності наведені на рис. 6.18. Як зрозуміло з рисунка, у НК GaSb у досліджуваному нами температурному інтервалі від 1,8 К до 4,2 К спостерігається гістерезис, типовий для надпровідників II роду. Експериментальні дані рис. 6.18 дозволяють нам оцінити значення критичних полів H_{c1} і H_{c2} . Всі криві на рис. 6.18 мають очікувану лінійну характеристику при слабких магнітних полях ($< 250 \text{ E}$), що відповідає діамагнітному відклику зразка. Однак вони відхиляються від лінійності при критичному полі H_{c1} , яке зрозуміло є різним при різних

температурах. На вставці рис. 6.18 (крива 2) наведена температурна залежність H_{C1} . З іншого боку, ми можемо також оцінити критичне поле H_{c2} у точці, де інтенсивність магнітного поля відповідає нульовій намагніченості (див. стрілка на рис. 6.18). Оцінені значення критичного поля H_{c2} як функції температури показані на вставці рис. 6.18. Як видно з графіка, його максимальне значення H_{c2} становить приблизно 750 Е [44].

Таким чином, у НК GaSb з концентрацією легуючої домішки $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при критичній температурі порядку 4,2 К, імовірно, матиме місце частковий перехід у надпровідний стан. Однак, природа прояву надпровідності в досліджуваних зразках залишається незрозумілою, оскільки як критична температура $T_c = 1,09 \text{ К}$ для галію, так і температура Кюрі для GaSb, легovanого телуrom, є істотно нижчими [44, 52]. Можливими причинами надпровідності у досліджуваних зразках може бути їх аморфізація [326] або високий рівень концентрації легуючої домішки Те, близький до критичної концентрації ПМД, що, як відомо, приводить до істотного зростання значення критичної температури фазового переходу в надпровідний стан T_c [327]. Однак, аморфізацію НК GaSb можна виключити, оскільки в даних зразках спостерігаються осциляції МО Шубнікова – де Гааза, які зазвичай властиві високоякісним кристалам. Згідно роботи [177] у кристалах GaSb при температурах близьких до рідкого гелію відповідальною за аномальний перехід у надпровідний стан може бути металева фаза поблизу порогу локалізації ПМД. Іншою можливою причиною часткової надпровідності може бути створення нанокластерів Sb_2Te_3 , які, як відомо, є топологічними ізоляторами, у яких перехід у надпровідний стан має місце при критичній температурі $T_c = 3 \text{ К}$ [328]. Однак, нанокластери Sb_2Te_3 навряд чи будуть створені в НК GaSb, враховуючи відносно низьку концентрацію легуючої домішки телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (згідно даних маспектроскопії). Як наслідок, кількість сформованих потенціальних нанокластерів Sb_2Te_3 недостатня для забезпечення надпровідного каналу. Крім того, часткова надпровідність у НК GaSb, легovanаних телуrom, спостерігається при критичній температурі T_c порядку 4,2 К, яка відмінна від $T_c = 3 \text{ К}$, характерної для нанокластерів Sb_2Te_3 .

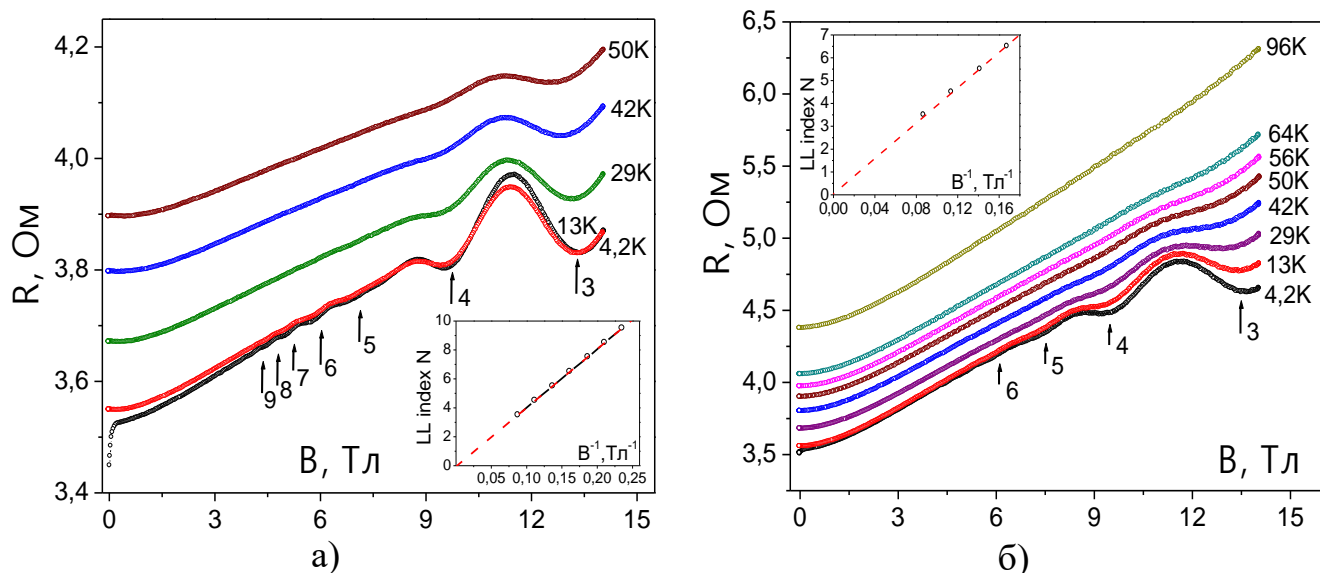


Рис. 6.19. Польові залежності а) поздовжнього і б) поперечного МО НК GaSb з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при певних фіксованих температурах. Стрілками позначено номери піків осциляцій МО. На вставках: фан діаграми рівнів Ландау осциляцій Шубнікова – де Гааза в оберненому магнітному полі

Пригнічення ефекту надпровідності магнітним полем є також важливим для можливого пояснення його природи [39, 40, 44, 54]. Для того, щоб розглянути вплив магнітного поля на стрибкоподібне падіння опору при температурі нижче 4,2 К, потрібно дослідити залежності МО НК GaSb $R(T)$. З цією метою було проведено дослідження поздовжнього та поперечного МО НК GaSb n-типу провідності в інтервалі температур $1,5 \div 96 \text{ К}$ та магнітних полях $0 \div 14 \text{ Т}$. Дані експериментальних досліджень для цих зразків із концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає металевому боку ПМД, наведені на рис. 6.19.

Піки осциляцій Шубнікова – де Гааза виразно видно як на залежностях поздовжнього (рис. 6.19,а), так і поперечного (рис. 6.19,б) МО при низьких температурах. Відповідні значення індукції магнітного поля для даних піків осциляцій МО при температурі 4,2 К на рис. 6.19 позначені стрілками. Максимальна амплітуда осциляційних піків, очікувано, зменшиться з підвищенням температури у всьому діапазоні досліджуваних полів. Однак, описані осциляції Шубнікова – де Гааза все ще спостерігаються аж до температури 50 К [44].

На залежностях поздовжнього МО $R(B)$ при температурі рідкого гелію виявлено сім осциляційних піків (рис. 6.19,а). Кількість піків осциляцій поперечного МО при цій же температурі зменшується до чотирьох у діапазоні магнітних полів від 0 до 14 Тл (рис. 6.19,б). Ми вже досліджували осциляції Шубнікова – де Гааза в НК InSb [48, 303, 312] та магнітофононні осциляції в НК Ge [41, 46, 47] n-типу провідності в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К. Тож, проведемо аналіз виявлених нами осциляцій в НК GaSb n-типу провідності в області низьких температур і порівняємо з результатами попередніх досліджень для зразків InSb та Ge.

Подібно як у наших роботах [49, 303] по дослідженню МО в НК InSb, осциляції ослаблені з підвищенням температури та відсутні при температурах вище 60 К. Цей факт вказує на те, що спостережувані нами осциляції в НК GaSb n-типу провідності можуть бути віднесені до осциляцій Шубнікова – де Гааза.

Дотримуючись добре розробленої методики [328], побудуємо фан діаграму Ландау. Для цього співставимо індекс N рівня Ландау кожному піку з мінімумом МО і $(N + 1/2)$ – піку з максимумом, як показано стрілками на рис. 6.19,а, б. Залежність індексу рівня Ландау N від значення оберненої індукції магнітного поля $1/B$ (фан діаграма Ландау) показана на вставках рис. 6.19,а,б. З цих графіків на вставках видно, що точки даних відповідають лінійній залежності, що показано штриховою лінією. Перетин цієї штрихової лінії з віссю N -індексів відповідає нульовій фазі $\beta = 0$, що вказує на транспорт електронів згідно теорії Шредінгера, характерний для осциляцій Шубнікова – де Гааза.

Розглянемо вплив слабких магнітних полів на опір НК GaSb, легованого телуrom, в області екстремально низьких температур $4,2 \div 1,5$ К (рис. 6.20). Рисунок демонструє виражені різкі стрибки МО, у вигляді так званих чаш, залежностей поздовжнього МО при індукції магнітного поля до 1,0 Тл [44, 54].

Щоб отримати глибше розуміння фізики, пов'язаної з природою ефекту надпровідності, ми знайшли верхнє критичне магнітне поле B_c , отримане із залежностей МО при певних фіксованих температурах (позначених стрілками на рис. 6.20). Отримана залежність критичного поля B_c як функція від T/T_c

наведена на вставці рис. 6.20. В той час як значення верхнього критичного магнітного поля при температурі абсолютного нуля $B_c(0)$, отримане шляхом підбору даних до узагальненої моделі Гінзбурга-Ландау:

$$B_c(T) = B_c(0) (1 - t^2) / (1 + t^2), \quad (6.6)$$

яке показане суцільною кривою на вставці рис. 6.20, де $t = T/T_c$.

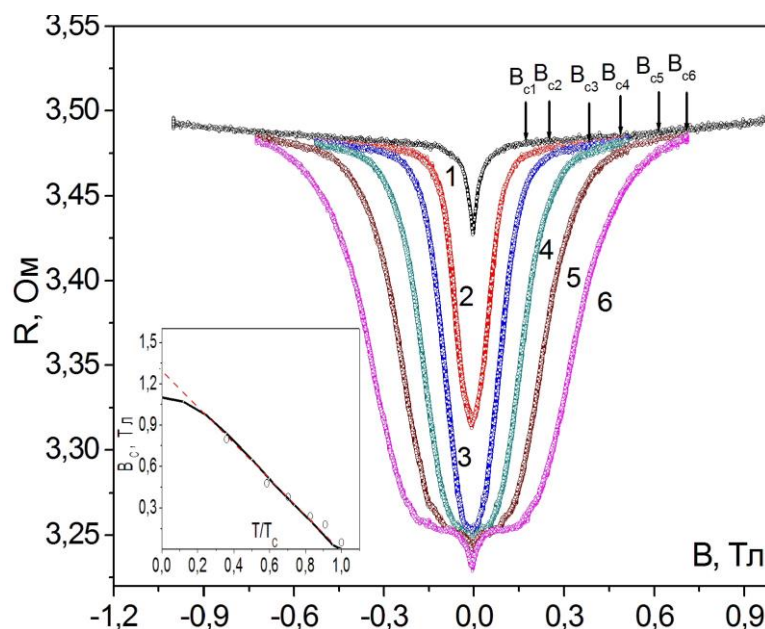


Рис. 6.20. Польові залежності поздовжнього МО НК GaSb із концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при певних фіксованих значеннях температури, К: 1 – 4,2; 2 – 3,3; 3 – 3,47; 4 – 2,95; 5 – 2,45 і 6 – 1,5. Стрілками позначено критичне поле B_c при певних температурах. На вставці: залежність критичного поля B_c як функція від відношення температур T/T_c для зразків GaSb. Суцільна лінія відповідає співпадінню експериментальних даних теорії Гінзбурга-Ландау

Очевидно, що крива $B_c(T)$ (вставка рис. 6.20) виявляє практично лінійну залежність у діапазоні температур $1,5 \div 4,2$ К, як у випадку топологічних ізоляторів на основі YPtBi [329]. Враховуючи цю лінійну залежність (штрихова лінія на вставці рис. 6.20), за допомогою простої екстраполяції ми отримали значення верхнього критичного поля при нульовій температурі $B_c(0)$, яке становить 1,3 Тл [54, 62, 64].

Значення $B_c(0)$ для НК GaSb значно нижче в порівнянні з парамагнітною межею Паулі:

$$B_c^p(0) = 1.85T_c \approx 7.7T, \quad (6.7)$$

що передбачає механізм розриву орбітальних пар надпровідності у НК GaSb [329].

Використовуючи співвідношення:

$$B_c(0) = \Phi_0 / 2 \pi \xi(0)^2, \quad (6.8)$$

де Φ_0 – квант потоку, ми отримали довжину когерентності надпровідника $\xi(0) = 1,7$ нм. Отримане значення добре узгоджується з довжиною когерентності $\xi_{ab}(0) = 1,0$ нм для купратів [330].

Малі значення довжини когерентності ($\xi(0) \sim 1,7$ нм) Куперівських пар, в порівнянні з високотемпературними надпровідниками, можуть викликати цілий ряд цікавих ефектів, на відміну від низькотемпературних надпровідників, які мають однакові надпровідні властивості при значенні ξ_0 порядку кількох сотень нанометрів [330]. Таким чином, отримане мале значення довжини когерентності, як вважають, є доказом можливої конкуренції надпровідності з іншими фізичними ефектами у НК GaSb [44, 54].

Невелике зменшення опору в НК GaSb (8,6 %) при температурах нижче 4,2 К свідчить про утворення у досліджуваних зразках невеликих надпровідних острівців (кластерів), які й викликають спостережуваний частковий перехід у надпровідний стан [39, 40]. Оскільки основний внесок у провідність НК GaSb, як вважається, зумовлений поверхневою провідністю, як і в НК Si [302], можна зробити припущення, що часткова надпровідність має локалізуватись на поверхні НК. Проте, якщо зразок двофазний (оболонка-ядро), очікується, що надпровідний перехід буде дещо розмитий. Ось чому, одержаний нами вузький перехід у надпровідний стан, у вигляді різкого падіння опору при температурі $\leq 4,2$ К, може бути додатковим аргументом на користь поверхневої надпровідності НК GaSb [44, 52, 53]. Варто зауважити, що величина $B_c(0)$ для GaSb, отримана з наведених вище вимірювань, на порядок більша від значення, отриманого шляхом вимірювання намагніченості (порядку 0,075 Тл). Таким чином, отримані залежності МО в НК GaSb у вигляді чаш, не можуть бути достатніми для пояснення переходу в надпровідний стан. Іншою можливою причиною такої поведінки МО зразків, може бути ефект

слабкої антилокалізації [45, 52, 53], подібний до того, що спостерігається в монокристалах на основі монокристалів вісмуту [331, 332, 333].

Відомо, що поблизу ПМД температура переходу матеріалу в надпровідний стан істотно підвищується [44, 54, 326]. З огляду на це, спостерігаються різке падіння опору НК GaSb при температурах нижчих 1,7 К і 4,2 К, яке пов'язувалося з частковою надпровідністю зразків. З експериментальних даних були визначені значення критичної температури T_c близько 1,7 К і 4,2 К (рис. 5.6, криві 1,2). Іншим підтвердженням переходу в локалізований стан є рис. 6.20, де, очевидно, спостерігається утворення стрибків опору в виді чаш в інтервалі температур $4,2 \div 1,5$ К), зумовлених переходом у надпровідний стан [39, 40, 44, 52, 53]. Основними характеристиками надпровідності НК є дуже малі зміни опору зразків. Цей факт свідчить про існування надпровідного стану тільки в тонкому приповерхневому шарі кристала. Можливим механізмом виникнення надпровідності є часткова аморфізація (перетворення кристалічної речовини в аморфну) поверхні НК [327].

6.3.3. Ефект слабкої антилокалізації в НК GaSb

Природа ефекту слабкої антилокалізації може бути спричинена спіно-орбітальною взаємодією в об'ємному 3D кристалі. Проте, у НК GaSb передбачається двовимірною природою транспорту електронів, як зазначалось вище, ймовірно, походить від поверхневої провідності, як це мало місце в НК Si [302].

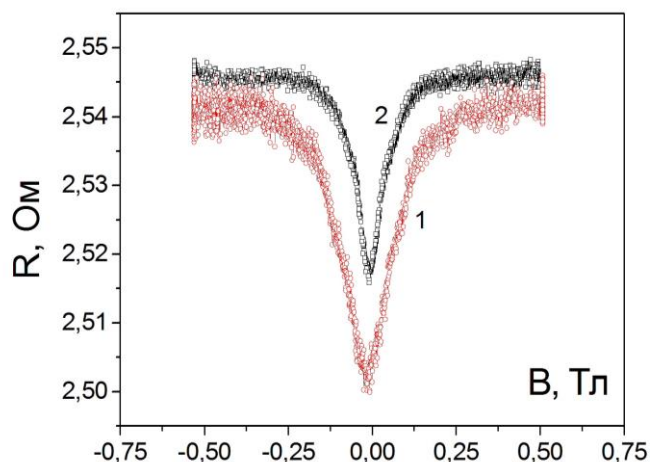


Рис. 6.21. Польові залежності поздовжнього МО НК GaSb з концентрацією телуру $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при певних фіксованих температурах, К: 1 – 1,4; 2 – 1,7.

Дослідження показали, що НК GaSb n-типу провідності виявляють аномалії значень МО: поява ВМО в слабких магнітних полях при низьких температурах. ВМО зумовлений тим, що магнітне поле дозволяє впорядкувати спіни носії заряду i , таким чином, уникати домішкового розсіювання на локалізованому стані [54, 334]. Слабка локалізація відбувається в інтервалі температур $1,4 \div 1,7$ К у НК GaSb з концентрацією телуру 1×10^{18} см⁻³ і яскраво вираженою напівпровідникової провідністю (рис. 6.21).

Як видно з експериментальних даних, перехід до надпровідного стану суттєво залежить від концентрації легуючих домішок. Таким чином, у НК з концентрацією телуру 1×10^{18} см⁻³ спостерігається конкуренція ефекту Кондо та куперівської взаємодії, подібно як у досліджених нами НК Pd_xBi₂Se₃ [332, 335]. НК GaSb мають металеву провідність, але концентрація легуючих домішок трохи вища, ніж критична концентрація N_c ПМД властива даному матеріалу. Як відомо, для таких зразків частина носіїв заряду локалізується на домішках та взаємодіє з вільними носіями заряду, що відповідає взаємодії Кондо [276, 277, 337], яка разом із тепловою взаємодією, руйнують куперівські пари, і відповідно, приводять до відсутності надпровідності при температурі 4,2 К. Так, значне зниження магніторезистивного ефекту зумовлене проявом ефекту Кондо в НК GaSb з концентрацією легуючої домішки, що відповідає безпосередній близькості до ПМД з металевого боку [54, 334], що більш детально описано в розділі 5.4.

Отже, за результатами досліджень експериментальних даних, встановлено, що перехід в надпровідний стан істотно залежить від концентрації домішки [44, 54]. Таким чином, у НК з концентрацією телуру 1×10^{18} см⁻³ спостерігається конкуренція обох ефектів Кондо-взаємодії та куперівської взаємодії характерних для зразків із металеву провідністю, в яких концентрація легуючої домішки відповідає металевому боку ПМД в матеріалі GaSb [45, 334]. Для таких зразків частина носіїв локалізується на домішках і взаємодіє з вільними носіями заряду, приводячи до Кондо-взаємодії. Ця взаємодія, а також теплова взаємодія руйнують куперівські пари і, відповідно, приводять до відсутності надпровідності при температурі 4,2 К.

6.3.4. Перехід від слабкої локалізації до антилокалізації в НК GaSb

Дослідження МО для НК GaSb з концентрацією легуючої домішки $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ підтверджують дану гіпотезу. Як бачимо із представлених експериментальних значень МО при фіксованих значеннях температури представлених на рис. 6.22, при пониженні температури від 4,2 до 1,6 К спостерігається перехід від антилокалізації до локалізації [45, 54].

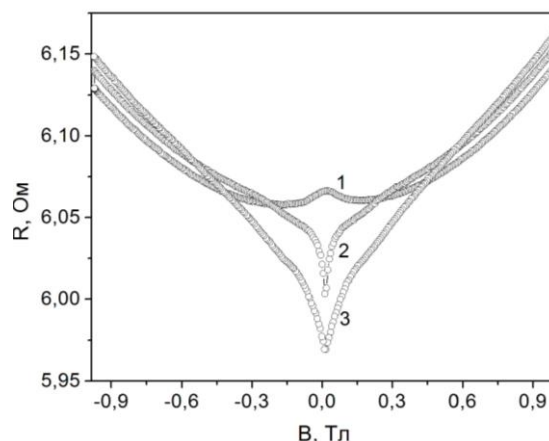


Рис. 6.22. Польові залежності поперечного МО НК GaSb з концентрацією телуру $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при певних фіксованих значеннях температури, К: 1 – 4,2; 2 – 2,8; 3 – 1,6.

Як бачимо з рис. 6.22 (криві 2, 3), при температурах нижче 4,2 К спостерігається стрибкоподібне падіння опору, що свідчить про локалізацію електронів у кристалі [338, 73]. Ми можемо припустити, що поява ВМО спричинена антилокалізацією носіїв заряду [45, 54]. Відомо, що в напівпровідниках і напівпровідникових структурах з двовимірним (2D) і одновимірним електронним газом (1D) відсутній класичний МО при низьких (гелієвих) температурах. Виникнення позитивного МО чи ВМО залежить від інтерференції електронних хвиль при спін-орбітальній взаємодії [176, 177, 339]. Зокрема, синглетний стан взаємодіючих електронних хвиль з сумарним спіном $J = 0$ приводить до збільшення провідності (ефект антилокалізації).

В теорії слабкої локалізації знак поправки до провідності залежить від співвідношення між часом релаксації фази електронної хвилі τ_ϕ та часом спінової релаксації за рахунок спін-орбітального взаємодії τ_{so} . При $\tau_{so} \gg \tau_\phi$

спінова релаксація неістотна, а температурна залежність опору визначається локалізацією носіїв. У протилежному випадку, $\tau_{so} \ll \tau_{\varphi}$, квантова поправка до провідності невзаємодіючих електронів позитивна (ефект, що носить назву антилокалізації).

Згідно моделі слабкої антилокалізації [175] у НК передбачаються виникнення електрон-електронного та електрон-фононного розсіювання. Для перевірки даної теорії була використана формула Хікамі-Ларкіна-Нагаока (3.37) [176]. Параметр H_{φ} , зумовлений непружним розсіянням за рахунок електрон-електронної взаємодії, в той час як параметр H_{so} , спричинений спін-орбітальною взаємодією електрона [176].

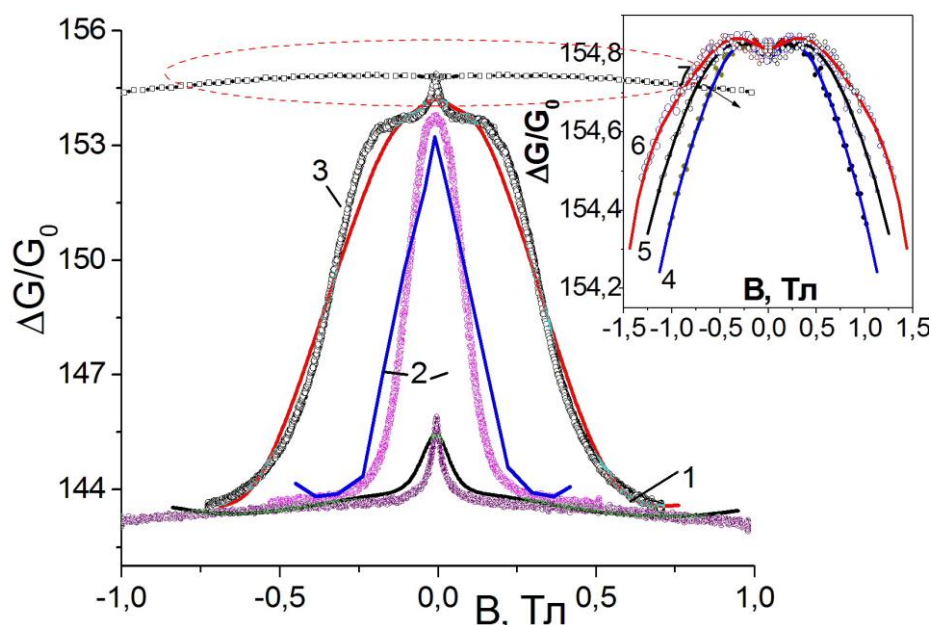


Рис. 6.23. Залежності нормованої зміни магнітопровідності від магнітного поля у НК GaSb з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при фіксованих температурах (точки), К: 1 – 1,5; 2 – 3,3; 3 – 4,2; 4 – 12; 5 – 25; 6 – 42; 7 – 50 у порівнянні з теоретичними кривими (суцільні лінії), розрахованими згідно виразу (3.37) [44]

На рис. 6.23 показані залежності нормованої зміни магнітопровідності від магнітного поля для НК GaSb з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при різних температурах в порівнянні з теоретичними даними, розрахованими за формулою (3.37) для цих же температур. Як зрозуміло з рис. 6.23, при низьких температурах

1,5 ÷ 50К спостерігається добрий збіг експериментальних і теоретичних даних, за умови, що параметри H_ϕ і H_{so} правильно вибрані [44]. Як зазначено вище, отримані параметри H_ϕ і H_{so} залежать від часу збою фази τ_ϕ і τ_{so} , відповідно, згідно виразів (3.40) і (3.41).

Прийнято вважати, що час спін-орбітальної взаємодії не залежить від температури, а час збою фази зростає із зниженням температури відповідно до степеневі залежності [340]. Їх температурні залежності представлені на рис. 6.24. Значення часу спін-орбітальної взаємодії визначалось із вимірювань МО в точці переходу від слабкої локалізації до антилокалізації і дорівнює $\tau_{so} = 0.26$ пс [44, 54]. Температурна залежність $\tau_\phi(T) = 1.23 \cdot T^{-p}$ пс із $p = 1.12$ проведена через експериментально отримані точки по методу найменших квадратів [45, 54]. Отримані значення τ_ϕ та $\tau_{so} = 0,26$ пс добре узгоджуються з даними, наведеними в роботі [176], що доводить справедливість даного підходу.

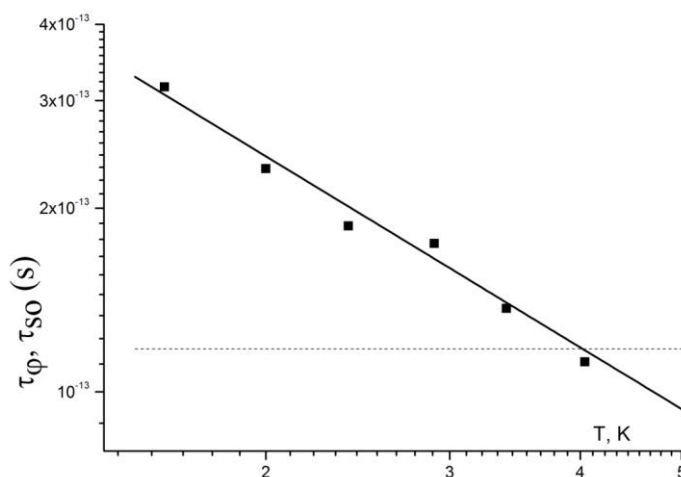


Рис. 6.24. Температурні залежності часу спін-орбітальної взаємодії та фазової релаксації НК GaSb з концентрацією телуру $2,5 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$.

Час спін-орбітальної електронної релаксації визначався із залежності МО при різних температурах в слабкому магнітному полі як точка перетину від слабкої локалізації до слабкої антилокалізації. Перетин між слабкою локалізацією і антилокалізацією показано на рис. 6.22 для НК GaSb з концентрацією домішки $2,5 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$ з металеві боку ПМД, аналогічно результатам одержаним нами в роботі [45, 54].

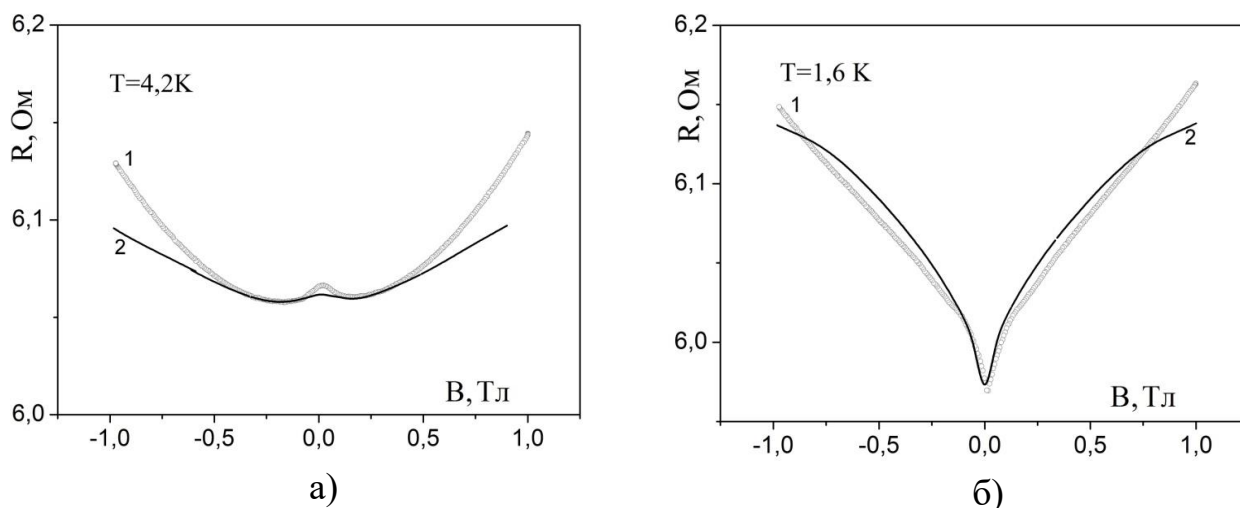


Рис. 6.25. Експериментальні (1) та теоретичні (2) польові залежності поперечного МО для НК GaSb з концентрацією телуру $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при температурах а) 1,6 К та б) 4,2 К.

Графіки експериментальних досліджень МО зображенні на рис. 6.25 (криві 1) для значень температури 1,6 К та 4,2 К. Суцільними лініями (криві 2) представлені відповідні теоретичні залежності, розраховані за формулою (3.37).

Отримані часи $\tau_\varphi(T)$ і τ_{so} дозволяють непогано описати залежність МО в слабких магнітних полях за допомогою формул теорії слабкої локалізації. При цьому перехід від слабкої антилокалізації до локалізації виникає за рахунок зміни співвідношення між часом збою фази та спінової релаксації із зміною температури [45]. В результаті антилокалізаційна поведінка провідності змінюється локалізаційною при температурі 4 К для НК GaSb з концентрацією донорів $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Водночас у НК GaSb з концентрацією телуру $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ спостерігався лише ефект антилокалізації [45, 54].

Вищезазначені параметри H_φ і H_{so} дозволили отримати довжину когерентності L_φ (3.43), а також довжину спин-орбітальної взаємодії L_{SO} (3.44). Для досліджуваних НК GaSb згідно цих виразів розраховані температурні залежності L_φ і L_{SO} , наведені на рис. 6.26. Відповідні точки на кривих рис. 6.26, отримані як результат підгонки згідно двовимірної моделі слабкої антилокалізації [340] із врахуванням електрон-електронної взаємодії та електрон-фононного розсіювання. L_φ і L_{SO} залежать від температури пропорційно до $T^{-0,53}$ і $T^{-0,45}$, відповідно, що є близьким до $T^{-1/2}$ і

очікувано відповідає двовимірній системі. Цей факт дозволяє нам зробити висновок про те, що провідність GaSb в основному реалізується в приповерхневих шарах НК [44, 45, 52].

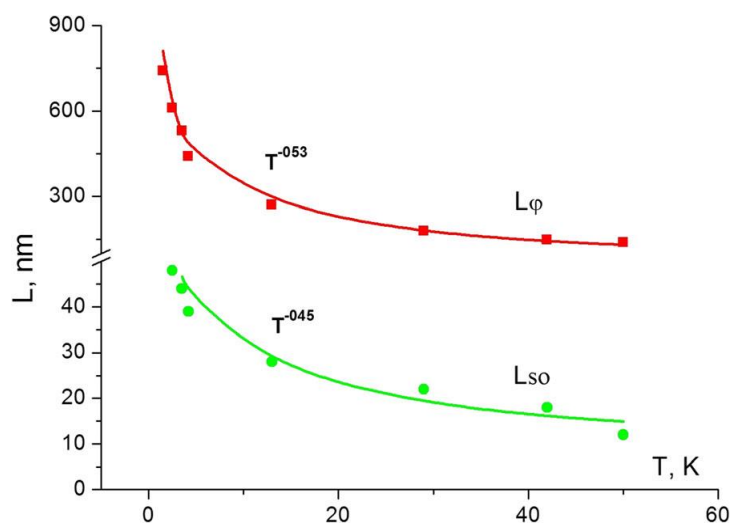


Рис. 6.26. Довжина когерентності L_ϕ та довжина спін-орбітальної взаємодії L_{SO} як функції від температури для НК GaSb.

Отже, слабка антилокалізація та надпровідність є основними конкуруючими механізмами, які, ймовірно мають місце у приповерхневих шарах, що пояснюють поведінку залежностей МО в НК GaSb, легованих телуrom. При температурі 4 К у сильнолегованих НК GaSb з концентрацією телуру $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ встановлено перехід від ефекту слабкої антилокалізації до слабкої локалізації, який виникає за рахунок зміни співвідношення між часом збою фази та часом спінової релаксації із зміною температури.

6.3.5. Параметр Рашби спін-орбітальної взаємодії в НК GaSb

Ми можемо знайти ряд параметрів для НК GaSb, проаналізувавши осциляції МО Шубнікова – де Гааза (рис. 6.14 – 6.16), які періодичні відносно оберненого поля як $1/H$. Так, період осциляцій Шубнікова – де Гааза P у випадку квадратичного закону дисперсії описується наведеним вище виразом (6.1) [304] і для досліджуваних зразків GaSb, легованих телуrom до концентрацій, що відповідають близькості до ПМД з металевого боку переходу, період осциляцій, знайдений за експериментальними даними становить $0,025 \text{ T}^{-1}$, період осциляцій МО відрізняється для зразків із різною концентрацією домішки.

Середня довжина вільного пробігу носіїв заряду l_e може бути розрахована на основі рівняння:

$$l_e = \frac{\hbar k_F G_0}{ne^2}, \quad (6.9)$$

враховуючи сферичну поверхню Фермі з хвильовим числом:

$$S = \pi k_F^2. \quad (6.10)$$

Частота осциляцій залежить на краю ділянки площини поверхні Фермі $F = P^{-1}$, яка перпендикулярна напрямку магнітного поля, і для довільного закону дисперсії форма поверхні Фермі відповідає співвідношенню:

$$F = \frac{cS}{|e|\hbar}, \quad (6.11)$$

У випадку еліпсоїдальних ізоенергетичних поверхонь для довільного напрямку поля [341]:

$$F = \frac{\pi^2 \hbar}{2|e|} \left(\frac{3N}{\pi l} \right)^{2/3} \eta^{1/6} (\eta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi)^{1/2}, \quad (6.12)$$

Де N - концентрація носіїв, l - кількість «еліпсоїдів» поверхні Фермі, η - анізотропія «еліпсоїдів», φ - кут між напрямком і головною віссю «еліпсоїда». Вираз (6.12) дозволяє по відомій частоті осциляцій визначити концентрацію носіїв. З одержаних експериментальних результатів була оцінена концентрацію носіїв заряду, яка становила $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що добре узгоджується з результатами, отриманими з холлівських вимірювань $2,9 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Ще один параметр, який можна визначити за осциляціями МО Шубнікова – де Гааза є ефективна циклотронна маса електронів m_c за відношенням амплітуди осциляцій A при певних фіксованих температурах й індукції магнітного поля [341]:

$$\frac{A(T_1)}{A(T_2)} = \frac{T_1}{T_2} \frac{\text{sh} \left(\frac{2\pi^2 m_c c k T_1}{|e|\hbar H} \right)}{\text{sh} \left(\frac{2\pi^2 m_c c k T_2}{|e|\hbar H} \right)}, \quad (6.13)$$

Звідки за $T_2 = 2T_1$:

$$m_c = \frac{|e|\hbar H}{2\pi^2 k T_1 c} \text{Arcch} \frac{A(T_1, H)}{A(T_2, H)}, \quad (6.14)$$

Цей вираз застосовується в квазікласичній області полів, яка за припущенням не змінюється з температурою та магнітним полем. У випадку

слабких магнітних полів значення ефективної маси для НК GaSb становить $m_c \approx 0,047 m_0$, що добре узгоджується з літературними даними.

Частота осциляцій співпадає у випадку поздовжнього і поперечного МО, що добре узгоджується з експериментальними результатами. Підставляючи $F = P^{-1}$ у вираз (6.11) можна обчислити значення площі поверхні Фермі S . Враховуючи розраховане значення $S = 3,8 \times 10^{17} \text{ м}^{-2}$, згідно виразу (6.10), ми отримали значення хвильового числа $k_F = 3,46 \times 10^8 \text{ м}^{-1}$ та згідно (6.9) - середню довжину вільного пробігу носіїв заряду $l_e = 230 \text{ нм}$.

Таким чином, $l_e > \zeta$, що підтверджує, що GaSb досить чистий, що властиво для надпровідників першого роду. Порівняння довжини вільного пробігу носіїв заряду $l_e = 230 \text{ нм}$ із довжиною когерентної фази L_ϕ показало, що вони збігаються у великій області температур $10 \div 60 \text{ К}$ (рис. 6.26). З іншого боку, співрозмірність довжини спіно-орбітальної взаємодії L_{so} з довжиною когерентності ζ , вказує на спіно-орбітальну природу надпровідності.

Відповідно до механізму спінової декогерентності Дьяконова-Переля $dL_{so} = \sqrt{12} L_\Omega^2$ [178] у відповідності з співвідношенням (3.45) визначено довжину спіно-орбітальної взаємодії L_Ω з частотою обертання спіна Ω , що становить $L_\Omega = 530 \text{ нм}$. Враховуючи рівняння (3.46) також розраховано параметр Рашби спіно-орбітальної взаємодії α , який дорівнює $1,66 \times 10^{-12} \text{ еВ} \times \text{м}$, що добре узгоджується з літературними даними для нанодротів GaSb близько $3 \times 10^{-12} \text{ еВ} \times \text{м}$ [342]. Наслідком появи великого поля Рашби є можливість поляризувати пролітаючий електрон за напрямком поля. Як наслідок, на залежностях поздовжнього МО спостерігаються різкий стрибок у вигляді чаш (рис. 6.20), в той час як вони відсутні в слабких магнітних полях у поперечному напрямку.

Підставляючи значення хвильового числа $k_F = 3,46 \times 10^8 \text{ м}^{-1}$ і параметра Рашба спіно-орбітальної взаємодії α для GaSb у співвідношення (3.47) ми отримали енергію спінового розщеплення Δ_{so} , яка дорівнює $1,15 \text{ меВ}$.

Таким чином, можна зробити висновок, що у НК GaSb має місце експериментальне спостереження слабкої антилокалізації носіїв заряду, яка,

ймовірно, виникає внаслідок утворення двовимірного 2D каналу в поверхневій провідності кристалів [45]. Завдяки отриманому високому значенню довжини спінової взаємодії $L_Q = 530$ нм, ми припускаємо, що в приповерхневих шарах НК GaSb локалізовані надпровідні нанокластери [44].

Повертаючись до питання про природу надпровідності в НК GaSb, легованих телуrom, нижнє критичне поле H_{c1} виявляє чітку лінійну температурну залежність в інтервалі від 4,2 К до 1,5 К (див. вставка на рис. 6.18, крива H_{c1} (трикутники – Δ)), що може вказувати на нехвильову природу надпровідності, та прояв нетрадиційної надпровідності в структурі з вузловим розривом [343]. Дуже низьке значення довжини когерентності ($\xi_0 \sim 1,7$ нм), близьке до значень властивих купратам ($\xi_0 \sim 1$ нм), а також нетрадиційна природа їх надпровідності, можуть бути пов'язані з подібними особливостями цих матеріалів. Дійсно, надпровідність купратів зумовлена антиферромагнітною взаємодією носіїв заряду, локалізованих на домішках в сильнолегованих зразках в околі ПМД [344].

Отже, у випадку НК GaSb, слабка антилокалізація носіїв заряду передбачає антиферромагнітну взаємодію носіїв у зразках із металевою провідністю, легованих до концентрацій в околі ПМД. Першочергово, згідно двовимірної моделі Хаббарда, можна передбачити ефективні коливання спінів завдяки взаємодії між електронами, що в підсумку відповідає за утворення куперівських пар. Отже, внаслідок сильної спін-орбітальної взаємодії (отриманих високих значень довжини спінової взаємодії $L_Q = 530$ нм) у зразках GaSb можуть виникнути коливання спінів, що і вказують на конкуренцію двох ефектів слабкої антилокалізації та надпровідності.

6.4. Вплив деформації на магнітотранспортні властивості НК InSb

6.4.1. Особливості магнітоопору НК InSb під дією деформації

Для дослідження впливу деформації на поведінку польових залежностей МО вибрано три групи НК InSb з концентрацією легуючої домішки (Sn), що відповідає різному ступеню наближення до критичної концентрації ПМД: а) ПМД

– $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$; б) металевий бік ПМД – $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$; в) діелектричний бік ПМД – $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 6.27 – 6.29 наведено результати досліджень впливу одновісної деформації стиску ($\epsilon = -3,8 \times 10^{-3}$ відн. од) на поздовжній МО НК InSb n-типу провідності з різною концентрацією олова в області низьких температур $4,2 \div 40$ К у діапазоні магнітних полів $0 \div 10$ Тл.

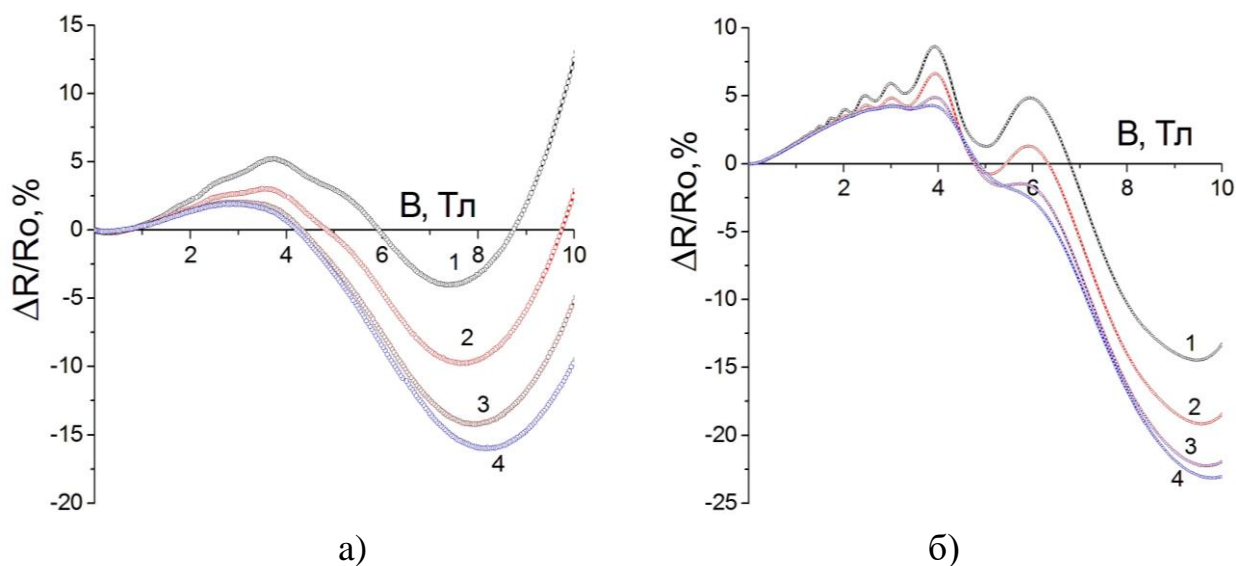


Рис. 6.27. Польові залежності поздовжнього МО в а) недеформованих і б) деформованих НК InSb із концентрацією олова $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температурах, К: 1 – 4,2; 2 – 13; 3 – 29; 4 – 40

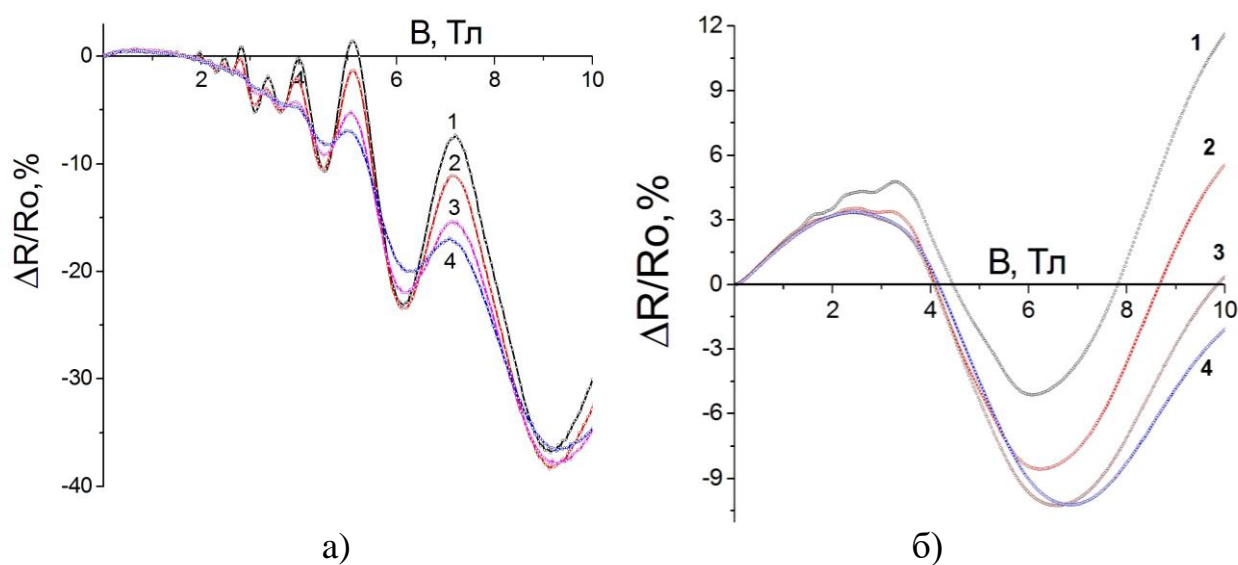


Рис. 6.28. Польові залежності поздовжнього МО в а) недеформованих і б) деформованих НК InSb із концентрацією олова $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурах, К: 1 – 4,2; 2 – 13; 3 – 29; 4 – 40

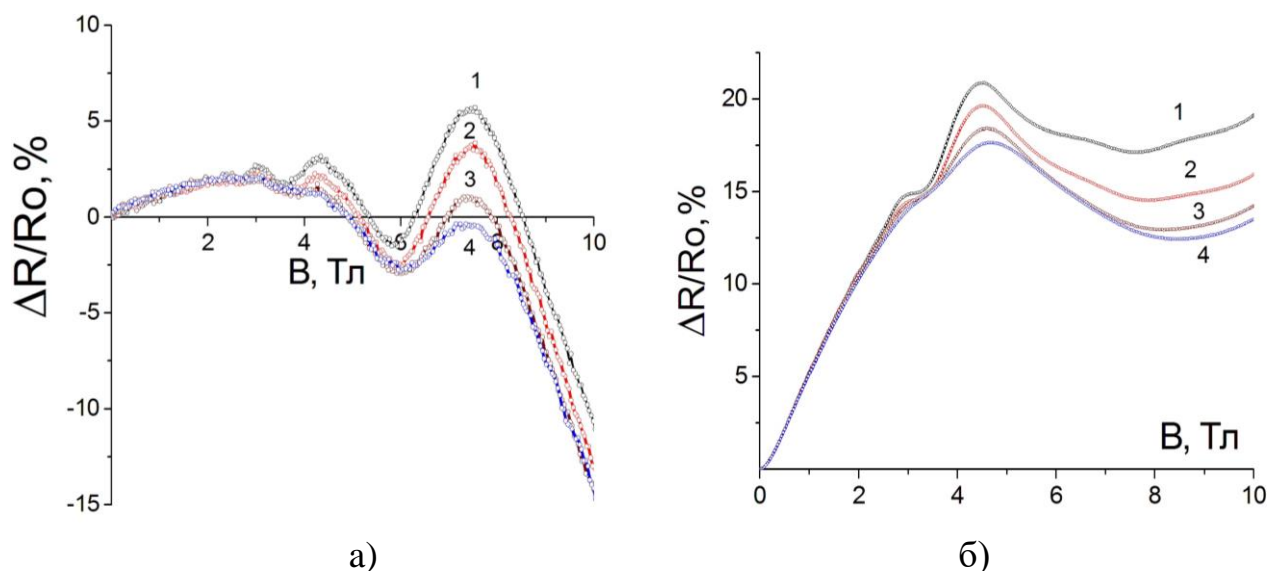


Рис. 6.29. Польові залежності поздовжнього МО в а) недеформованих і б) деформованих НК InSb із концентрацією олова $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурах, К: 1 - 4,2; 2 - 13; 3 - 29; 4 - 40

У діапазоні температур $4,2 \div 40$ К виявлено піки поздовжнього МО як у недеформованих, так і в деформованих зразках InSb з різною концентрацією легуючої домішки ($6 \times 10^{16} \div 6 \times 10^{17}$) см^{-3} (див. рис. 6.27 – 6.29). Як видно з наведених рисунків, у всьому діапазоні магнітних полів $0 \div 10$ Тл спостерігається зменшення амплітуди піків МО з підвищенням температури від 4,2 К до 40. Значення індукції магнітного поля, що відповідають пікам поздовжнього МО при температурі 4,2 К в недеформованих і деформованих зразках InSb представлені в табл. 6.5 та 6.6, відповідно.

Таблиця 6.5

Піки поздовжнього МО в недеформованих зразках InSb з різною концентрацією легуючої домішки при температурі 4,2 К

Концентрація олова, см^{-3}	<i>Max B</i> , Тл								
	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>	<i>6</i>			
<i>№</i>									
6×10^{16}		5,4	3,5	2,4	1,8	1,4			
3×10^{17}	11,4	7,2	5,1	4,0	3,4	2,85	2,5	2,2	2,0
6×10^{17}	7,46	4,3	3,0	2,39	1,96				

Таблиця 6.6

Піки поздовжнього МО в деформованих зразках InSb з різною концентрацією легуючої домішки при температурі 4,2 К

Концентрація олова, см ⁻³	<i>Max B</i> , Тл									
	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>	<i>6</i>	<i>7</i>	<i>8</i>	<i>9</i>	
№										
6×10¹⁶			5,9	4,0	3,0	2,4	2,0	1,7	1,4	1,2
3×10¹⁷			4,1	3,2	2,35	2,0	1,5	1,0		
6×10¹⁷	8,3	6,5	4,2	2,8	–	1,7				

Виявлено істотний вплив деформації на поведінку поздовжнього МО НК InSb з різною концентрацією легуючої домішки у всьому діапазоні магнітних полів і температур. Кількість піків МО з максимумами, що відповідають переходам між рівнями Ландау з $N = 1, 2, \dots$, зменшується від дев'яти для недеформованих зразків (табл. 6.5) до шести (табл. 6.6) піків у деформованих зразках InSb з концентрацією легуючої домішки 3×10^{17} см⁻³, що відповідає ПМД (рис. 6.28, а, б). А для зразків, легованих оловом до концентрації 6×10^{17} см⁻³, що відповідає металевому боку ПМД сторони (рис. 6.29,а,б), кількість піків МО не змінюється під дією деформації і становить 5 (див. табл. 6.5 та 6.6). Виявлено п'ять піків з максимумами (табл. 6.5) на польових залежностях поздовжнього МО при температурі 4,2 К для недеформованих НК InSb з концентрацією олова 6×10^{16} см⁻³, що відповідає діелектричному боку ПМД (рис. 6.27,а), але в цьому випадку їх кількість зростає до дев'яти (табл. 6.6) для деформованих зразків (рис. 6.27,б).

Отже, досліджувався вплив деформації на залежності поздовжнього магнітоопору НК InSb в області низьких температур, який проявляється у зміщенні зразків відносно ПМД, що відповідає зміні кількості піків на польових залежностях МО [146]. Так, зразки InSb з концентрацією олова 3×10^{17} см⁻³, зсуваються від ПМД, що відповідає зменшенню піків осциляцій МО під дією деформації (рис. 6.28,б), а зразки, леговані до концентрації 6×10^{16} см⁻³,

наближаються ближче до ПМД від діелектричного боку переходу, що і відповідає збільшенню піків на залежностях деформованих зразків (рис. 6.27, б).

Осциляції Шубнікова – де Гааза ми спостерігали на польових залежностях поздовжнього МО високоякісних НК InSb n-типу провідності з концентрацією легуючої домішки в околі ПМД ($6 \times 10^{16} \div 6 \times 10^{17}$) см^{-3} як для недеформованих, так і для деформованих зразків (рис. 6.27 – 6.29). Для недеформованих зразків InSb з концентрацією домішки 3×10^{17} см^{-3} , що відповідає ПМД, кожен пік поздовжнього МО розщеплюється у вигляді дублету в магнітних полях $0 \div 10$ Тл (рис. 6.28, а), що ми спостерігали для недеформованих зразків InSb у роботах [303, 321]. Осциляції МО Шубнікова – де Гааза розщеплюються на два піки, що відповідають різним квантовим рівням при індукціях магнітного поля: $N = 1$ при 7,2 Тл і 5,1 Тл; $N = 2$ при 4 Тл і 3,4 Тл; $N = 3$ при 2,8 Тл і 2,5 Тл; $N = 4$ при 2,2 Тл і 2 Тл, що проілюстровано в табл. 6.5. Однак для цих зразків під дією одновісної деформації стиску в усьому діапазоні магнітних полів і температур розщеплення не спостерігається (рис. 6.28, б) [146].

Ми виявили абсолютно різні ситуації для зразків, які відповідають діелектричному та металевому боку ПМД. Так, вплив деформації приводить до розщеплення піку $N = 1$ польової залежності поздовжнього МО для сильнолегованих зразків InSb з концентрацією олова 6×10^{17} см^{-3} (рис. 6.29, б) при індукції магнітного поля 8,3 Тл і 6,5 Тл (табл. 6.6), в той час як для недеформованих зразків, при температурі рідкого гелію розщеплення відсутнє в усьому діапазоні полів $0 \div 10$ Тл (рис. 6.29, а). Також відсутнім є розщеплення піків осциляцій МО для слабо легованих НК InSb з концентрацією олова 6×10^{16} см^{-3} , як для недеформованих, так і деформованих зразків (рис. 6.27, а, б), що зрозуміло з табл. 6.5 та 6.6.

Ми також вивчали вплив деформацій на деякі параметри визначені з польових залежностей поздовжнього МО НК InSb при низьких температурах. Отже, розраховані згідно формули (6.2) значення g-фактора становлять 50 для рівня Ландау $N = 1$ при індукції магнітного поля 8,3 Тл і 6,5 Тл у деформованих

зразках InSb з концентрацією легуючої домішки $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає металевому боку ПМД (рис. 6.29, б) [146].

Так, у результаті дослідження польових залежностей поздовжнього і поперечного МО НК InSb n-типу провідності, з концентрацією легуючої домішки в діапазоні $6 \times 10^{16} \div 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає діелектричному та металевому боку ПМД у всьому діапазоні магнітних полів $0 \div 10 \text{ Тл}$ виявлено осциляції Шубнікова–де Гааза як в деформованих, так і в недеформованих зразках при низьких температурах від 4,2 до 40 К. У недеформованих зразках InSb, легованих в околі ПМД ($3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$), піки осциляцій поздовжнього МО розщеплюються в дублети, однак розщеплення відсутнє під дією деформації. А у сильнолегованих НК InSb ($6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) з металевим типом провідності вплив деформації приводить до розщеплення першого піку при індукції магнітного поля 8,3 Тл і 6,5 Тл. Враховуючи вплив деформації на розщеплення піків МО, визначено гігантські значення g -фактора $50 \div 60$ в залежності від рівня легування зразків, а період осциляцій не змінюється під дією деформації.

6.4.2. Індукована деформацією фаза Беррі в НК InSb

Згідно з відомою методикою [345] побудуємо фан діаграму Ландау на основі осциляцій МО в НК InSb (рис. 6.27 - 6.29). Залежність індексу рівня Ландау N від значення оберненої індукції магнітного поля $1/B$ (фан діаграма Ландау) показані на рис. 6.30,а-в.

З цих рисунків очевидно, що експериментальні дані лягають на прямі лінії. Перетин цих ліній з віссю N -індексів відповідає нульовій фазі $\beta = 0$ у недеформованих зразках InSb з концентрацією олова $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що вказує на транспорт електронів згідно теорії Шредінгера, характерний для осциляцій МО Шубнікова – де Гааза (рис. 6.30, а). Однак, у деформованих зразках InSb з концентрацією легуючої домішки $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ми отримали фазу $\beta = 1/2$, як показано на рис. 6.30,б та 6.30,в, відповідно.

У недеформованих зразках InSb у всьому діапазоні концентрацій легуючої домішки при низьких температурах фаза Беррі відсутня, що показано на фан

діаграмах Ландау на рис. 6.30, а. Однак, існування фази Беррі, виявлене в деформованих НК InSb з концентрацією легуючої домішки $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає ПМД, а також діелектричному боку переходу $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рис. 6.30, б, в), що пояснюється їх зсувом ближче до ПМД. А от в деформованих зразках InSb з концентрацією олова $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідають металевому боку ПМД, фаза Беррі відсутня, оскільки деформація віддаляє їх від переходу [146].

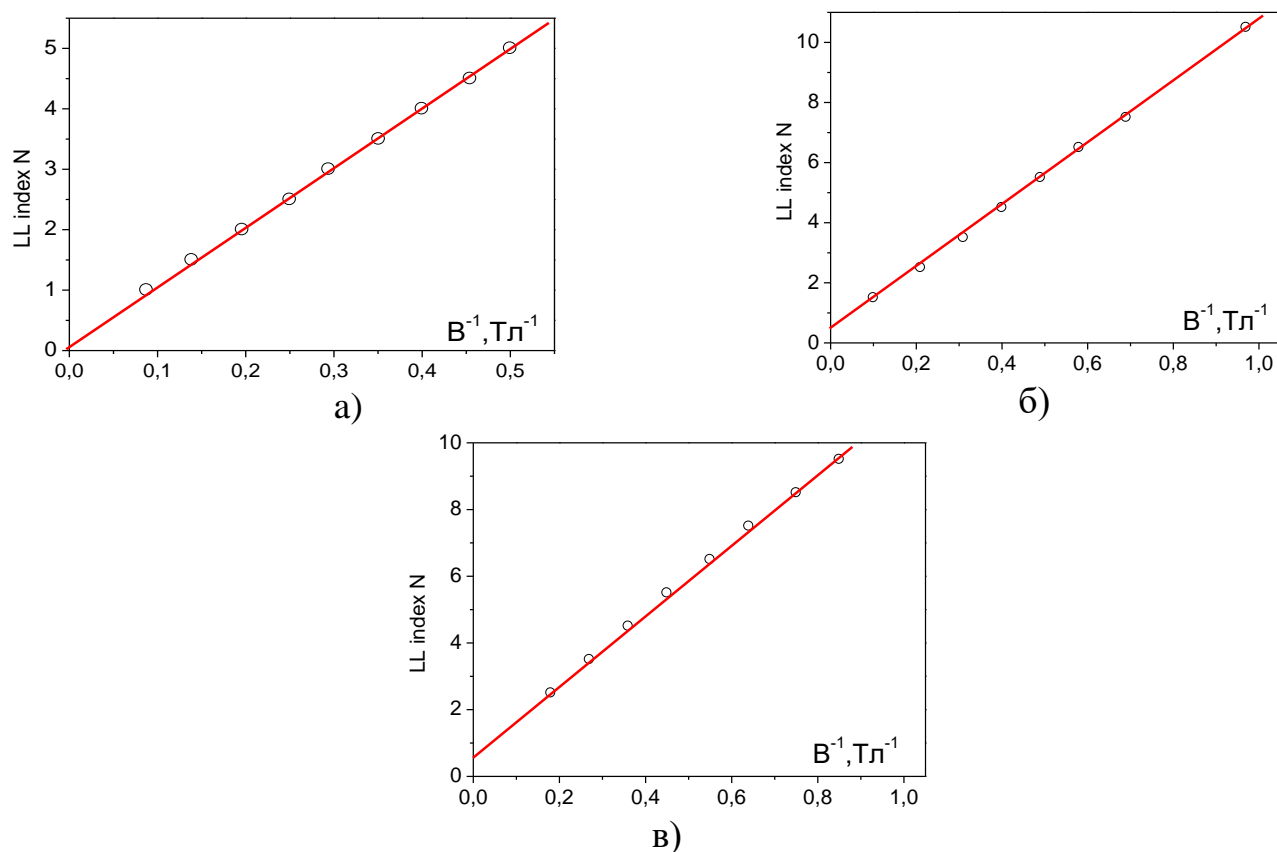


Рис. 6.30. Залежність індекса N рівня Ландау (LL) осциляцій Шубнікова – де Гааза від оберненого магнітного поля ($1/B$) в а) недеформованих і б) деформованих НК InSb з концентрацією олова $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, відповідно.

Отже, вплив деформації на поведінку польових залежностей поздовжнього МО приводить до появи фази Беррі в зразках InSb n-типу провідності, легованих до концентрацій, що відповідають близькості до ПМД, і зумовлений сильною спіно-орбітальною взаємодією.

Вплив фазового фактора на осциляції МО Шубнікова – де Гааза можна описати рівнянням Ліфшица-Косевича [346]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = R(B,T) \times \cos\left[2\pi\left(\frac{F}{B} + \gamma - \delta\right)\right] \quad (6.15)$$

де $R(B,T)$ містить гіперболічні та експоненційні терміни, що описують затухання амплітуди осциляції Шубнікова – де Гааза з температурою та магнітним полем, F – частота осциляцій в оберненому полі $1/B$, параметр $\gamma = \frac{1}{2} - \frac{\beta}{2\pi}$ пов'язаний із фазою Беррі β (поділеною на 2π). Фаза Беррі $\beta = 0$ відповідає тривіальному випадку, який описує коливання МО в недеформованих зразках InSb. Відхилення від значень $\beta = 0$ до $\beta = 1/2$ вказує на існування електронів Дірака [347]. Фазовий зсув δ визначається розмірністю поверхні Фермі і приймає значення 0 для двовимірного випадку та $1/8$ – для тривимірного [348]. Фан діаграми деформованих зразків InSb вказують на існування фази Беррі $\beta = 1/2$ (див. рис. 6.30, б, в). Таким чином, додатковий фазовий зсув δ рівний нулю підтверджує 2D-природу електронів Дірака в деформованих НК InSb і перехід до топологічних ізоляторів [349].

Температура Дінгла визначається із амплітудних залежностей осциляцій Шубнікова – де Гааза як для недеформованих (рис. 6.1 – 6.3), так і для деформованих (рис. 6.27 – 6.29) зразків із різною рівнем легування за формулою (6.4). Найвищі значення температури Дінгла досягали 12 К для недеформованих НК InSb, що можна пояснити високою концентрацією легуючої домішки в зразках, а вплив деформації зумовлює збільшення температури Дінгла до 15 К у сильних магнітних полях за рахунок зменшення ефективної маси електронів m^* від $0,03 m_0$ до $0,02 m_0$, визначеної з виразу (6.14), під дією деформації [349].

Отже, індукована деформацією фаза Беррі виявлена з фан діаграм Ландау в зразках InSb n-типу провідності з концентрацією легуючої домішки, що відповідає близькості до ПМД, при низьких температурах. Фаза Беррі $\beta = 0$ відповідає осциляціям МО в недеформованих зразках, а вплив деформації при температурі 4,2 К приводить до відхилення від цього значення до $\beta = 1/2$, що вказує на існування електронів Дірака. Фан діаграми деформованих зразків InSb підтверджують двовимірну природу електронів Дірака, які демонструють перехід у фазу топологічного ізолятора.

Вивчено також вплив деформації на основні параметри НК InSb із різною концентрацією легуючої домішки, які оцінені з аналізу осциляцій Шубнікова – де Гааза. Під дією одновісної деформації стиску значення ефективної циклотронної маси електронів змінюються від $0,03 m_0$ до $0,02 m_0$, енергія Фермі від 0,12 еВ до 0,14 еВ, а температура Дінгла від 12 К до 15 К.

6.5. Вплив деформації на магнітотранспортні властивості НК GaSb

6.5.1. Поява Фази Беррі в деформованих зразках GaSb

Поява фази Беррі, що відповідає переходу в стан топологічного ізолятора, досліджувалась в деяких матеріалах на основі аналізу ефекту Шубнікова – де Гааза [350-352].

Для дослідження впливу деформації на характер польових залежностей поперечного і поздовжнього МО в діапазоні магнітних полів з індукцією $0 \div 14$ Тл і температур $4,2 \div 30$ К були обрані НК GaSb n-типу провідності з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ поблизу критичної концентрації ПМД з металевого боку переходу.

На рис. 6.31 наведено температурні залежності опору недеформованих і деформованих зразків GaSb в області низьких температур до 30 К. З аналізу поведінки цих температурних залежностей, зрозуміло, що деформовані НК GaSb (рис. 6.31, крива 2) мають більш металевий характер провідності в порівнянні з недеформованими зразками (рис. 6.31, крива 1).

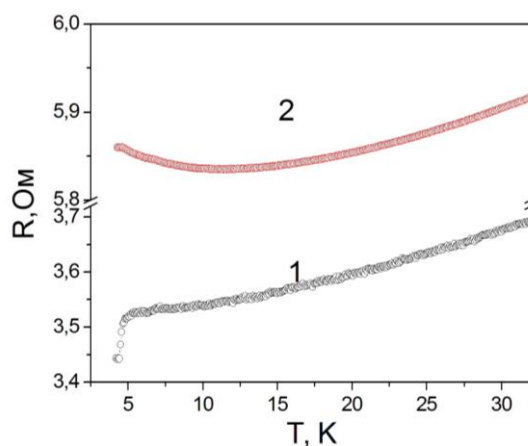


Рис. 6.31. Температурні залежності опору в НК GaSb: 1 – недеформовані та 2 – деформовані зразки

З іншого боку, невеликий мінімум, що спостерігається для деформованих зразків (див. рис. 6.31, крива 2), вказує на існування переходу в діелектричний бік ПМД при температурі порядку 12 К. Таким чином, на температурних залежностях опору (рис. 6.31) у НК GaSb з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ був виявлений індукований деформацією ПМД, що підтверджує, що легуюча концентрація досліджуваних зразків відповідає безпосередній близькості до ПМД з металевого боку переходу.

Деформаційний вплив на низькотемпературний МО НК GaSb виявлено в магнітних полях до 14 Тл. Результати досліджень МО під впливом деформації представлені в поперечних і поздовжніх магнітних полях на рис. 6.32 і 6.33, відповідно. Низькотемпературний коливальний ефект спостерігався у сильних магнітних полях на польових залежностях поперечного і поздовжнього МО в недеформованих і деформованих НК GaSb з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 6.32 і 6.33). Виявленні осциляції Шубнікова – де Гааза, де піки МО відповідають переходам між рівнями Ландау $N = 1, 2, \dots$, амплітуда яких зменшуються зі зростанням температури у всьому діапазоні магнітних полів.

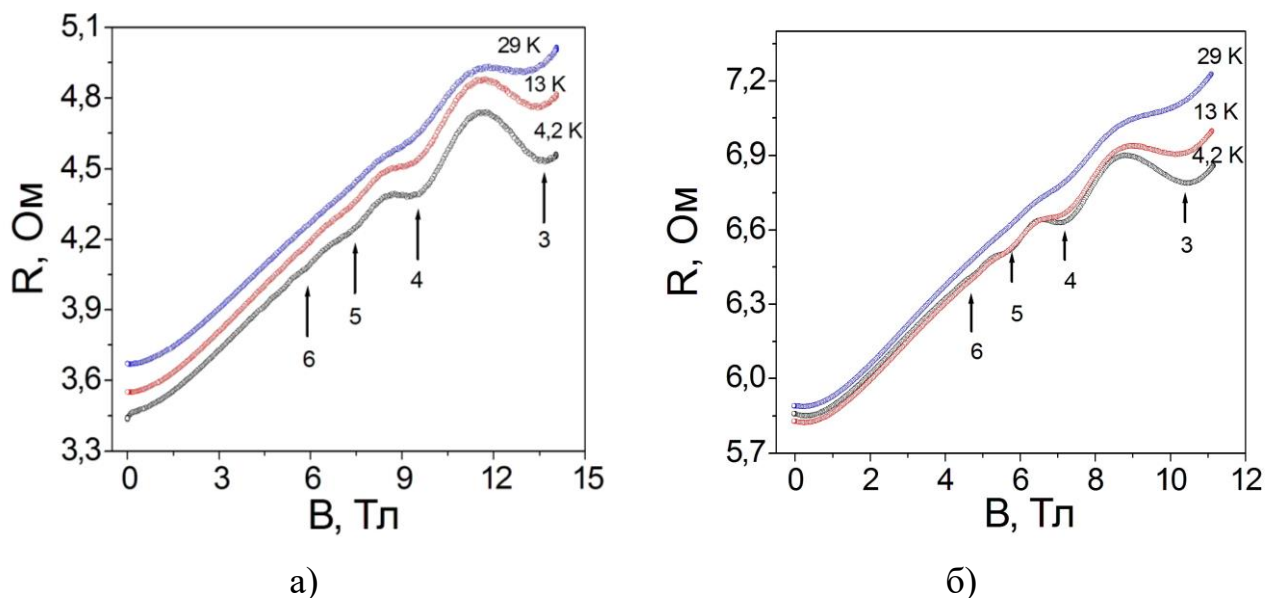


Рис. 6.32. Польові залежності поперечного МО в а) недеформованих і б) деформованих НК GaSb при певних фіксованих температурах, К: 4,2; 13; 29

Як і для НК InSb, побудуємо фан-діаграми Ландау для деформованих зразків GaSb, згідно відомої методики [345], як і в нашій роботі [44], для випадку

поперечного і поздовжнього МО, що представлені на рис. 6.34,а і 6.34,б, відповідно. Кожному піку з мінімумом МО призначено індекс (N) рівня Ландау, а піку з максимумом – $(N + \frac{1}{2})$, як показано стрілками на рис. 6.32 і 6.33. Кількість піків поперечного і поздовжнього МО не змінюється через вплив деформації.

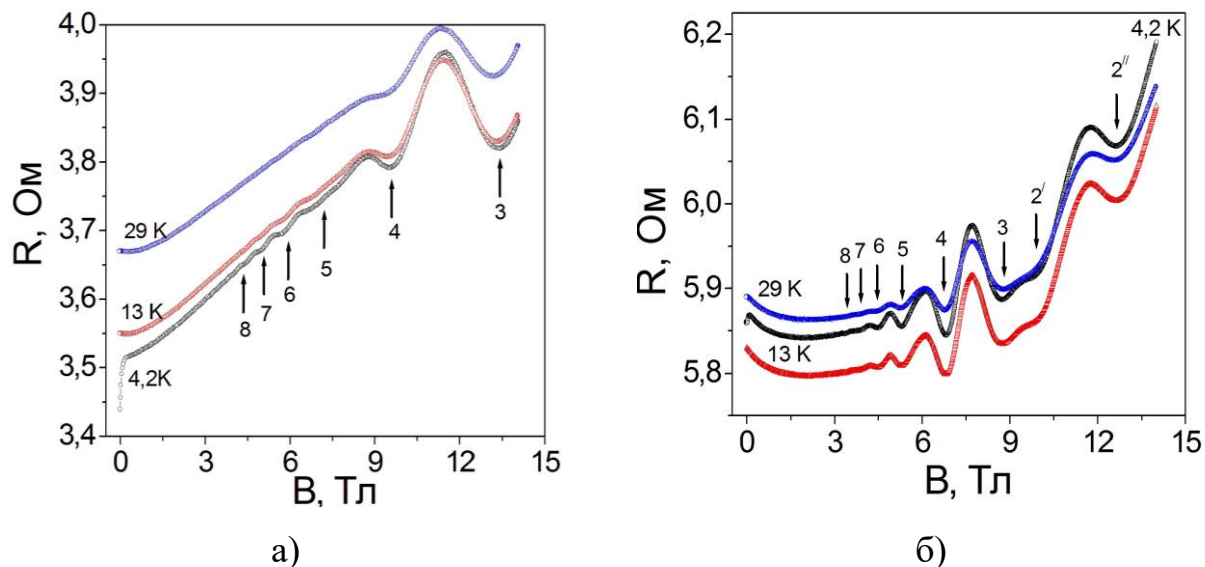


Рис. 6.33. Польові залежності поздовжнього МО в а) недеформованих і б) деформованих НК GaSb при певних фіксованих температурах, К: 4,2; 13; 29

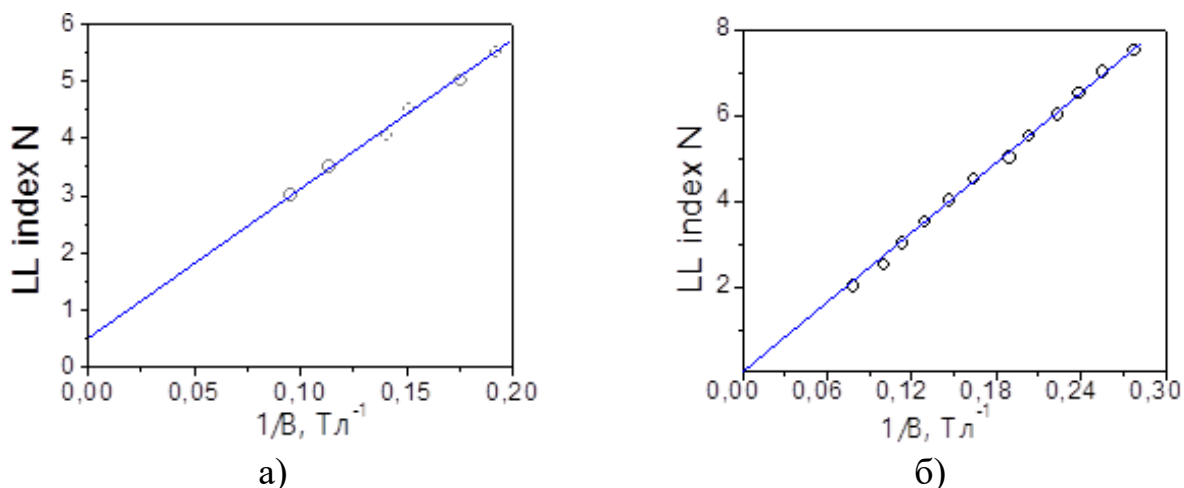


Рис. 6.34. Залежність номеру індекса рівня Ландау N осциляцій Шубнікова – де Гааза від оберненого магнітного поля для деформованих НК GaSb у а) поперечному та б) поздовжньому магнітних полях.

На рис. 6.34,а і 6.34,б, показано, що точки, які відповідають пікам МО вкладаються у лінійні залежності (рис. 6.34, суцільні прямі). Перетин цих ліній з віссю N -індексів відповідає нульовій фазі $\beta = 0$ у недеформованих зразках InSb з

концентрацією олова $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що вказує на транспорт електронів згідно теорії Шредінгера, характерний для осциляцій МО Шубнікова – де Гааза (рис. 6.34, а). Однак, у деформованих зразках InSb з концентрацією легуючої домішки $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ми отримали фазу $\beta = 1/2$, як показано на рис. 6.34,б та 6.34,в.

Перетин цих ліній з віссю індексу рівня Ландау N відповідає нульовій фазі $\beta = 0$ у випадку поздовжнього МО (рис. 6.34,б,) для деформованих НК GaSb), що в класичному транспорті носіїв заряду відповідає осциляціям МО Шубнікова – де Гааза (рис. 6.33, б). Фаза Беррі також відсутня у недеформованих зразках GaSb n-типу провідності у поперечному та поздовжньому магнітному полі, як показано вище у розділі 6.4.2 та у нашій роботі [44]. Однак у випадку поперечного МО для деформованих зразків ми отримали фазу $\beta = 1/2$, як показано на рис. 6.34,а. Наявність фази Беррі у поздовжньому магнітному полі виявлено також на польових залежностях деформованих НК InSb з концентрацією олова, що відповідає ПМД, і зумовлена сильною спін-орбітальною взаємодією [349]. Поява фази Беррі $\beta = 1/2$ для деформованих зразків GaSb із концентрацією легуючої домішки телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає металевому боку ПМД, у поперечному магнітному полі (див. рис. 6.34,а) зумовлена індукованим деформацією зміщенням зразків ближче до переходу. Однак у деформованих НК InSb, легуваних до концентрації, що відповідає металевому боку переходу, фаза Беррі була відсутня, оскільки в цьому випадка деформація навпаки привела до їх зсуву далі від ПМД [349]. Оскільки фан діаграми, побудовані для поперечного МО (рис. 6.34, а) виявляють появу фази Беррі $\beta = 1/2$, тоді додатковий фазовий зсув дорівнює нулю, що підтверджує двовимірну природу електронів Дірака в деформованих НК GaSb і їх перехід до топологічного ізолятора.

Проаналізуємо вплив деформації на характер польових залежностей поздовжнього МО НК GaSb із тією ж концентрацією легуючої домішки в діапазоні магнітних полів з індукцією $0 \div 14 \text{ Тл}$ (рис. 6.33). Як зазначалося вище, кількість піків поздовжнього МО не змінюється під впливом деформації. Таким чином, вісім піків із мінімумами при температурі рідкого гелію показані на

рис. 6.33,а і 6.33,б. Проте в деформованих зразках в інтервалі температур $4,2 \div 30$ К виявлено пікове розщеплення поздовжнього МО як дублету при індукції магнітного поля вище 7 Тл (рис. 6.33, б). Як видно з рисунка, другий пік осциляцій Шубнікова – де Гааза розпадається на два піки ($2'$) і ($2''$), що відповідають різним квантовим рівням при індукції магнітного поля порядку 10 Тл і 12,5 Тл, відповідно. Подібно до отриманих результатів виявлено вплив деформації на поздовжній МО НК InSb з концентрацією легуючої домішки, що відповідає металевому боку ПМД, зумовлено розщеплення першого піку на польових залежностях при індукції магнітного поля 6 Тл [146]. Проте розщеплення відсутнє у всьому діапазоні магнітних полів для недеформованих зразків GaSb.

Період осциляцій Шубнікова – де Гааза НК GaSb n-типу провідності з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, що відповідає металевому боку ПМД, змінюється під впливом деформації в діапазоні температур $4,2 \div 30$ К. Період осциляцій поперечного і поздовжнього МО для недеформованих НК GaSb становить $0,025 \text{ Тл}^{-1}$ як у показано в нашій роботі [53], а для деформованих зразків він досягає $0,039 \text{ Тл}^{-1}$ при індукції магнітного поля $0 \div 14$ Тл.

У НК GaSb виявлено індуковане деформацією зниження ефективної маси електронів до $m_c = 0,036 m_o$, порівняно зі значеннями, виявленими в деформованих НК InSb [146]. Ці результати були використані для оцінки g-фактора. Згідно наших розрахунків, за вищенаведеним формулами значення g-фактора становлять 53 у випадку поздовжнього МО в НК GaSb. Отримані дані збігаються з гігантськими значеннями g-фактора, отриманими нами для недеформованих зразків InSb, які становлять $46 \div 60$ для різних рівнів Ландау в роботі [49]. У гетероструктурах Si також було показано гігантське посилення спінового розщеплення поблизу ПМД [301]. InSb має найвищий з усіх напівпровідників групи А3В5 g-фактор Ланде, який сягає значень 51 за даними роботи [310]. Отримані високі значення g-фактора для зразків GaSb зумовлені появою спин-орбітальної взаємодії в області стрибкоподібної провідності по двічі зайнятих електронами домішками.

Температура Дінгла визначається із амплітудних залежностей осциляцій Шубнікова – де Гааза (рис. 6.32 – 6.33) як для недеформованих, так і для деформованих зразків у поздовжньому і поперечному магнітних полях з індукцією до 10 Тл згідно з формулою (6.4). Значення температури Дінгла досягали 7,5 К для недеформованих НК GaSb, що можна пояснити високою концентрацією легуючої домішки в зразках, а вплив деформації зумовлює її збільшення до 9,6 К через зменшення ефективної маси електронів під дією деформації.

Таким чином, ефект анізотропного МО при низьких температурах був встановлений завдяки дослідженням польових залежностей поперечного і поздовжнього МО в НК GaSb n-типу провідності у сильних магнітних полях з індукцією до 14 Тл. Вплив деформації на поведінку МО показаний в області низьких температур $4,2 \div 30$ К для зразків з концентрацією легуючої домішки в околиці ПМД. Осциляції Шубнікова – де Гааза були виявлені в недеформованих і деформованих зразках GaSb у сильних магнітних полях та зменшення їх амплітуди з підвищенням температури до 30 К. Зміна періоду осциляцій спостерігається через вплив деформації. Внаслідок цього у поздовжньому магнітному полі порядку 7 Тл виявлено індуковану деформацією появу розщеплення піків МО. Значення g-фактора Ланде 53, розраховані за розщепленням осциляцій Шубнікова – де Гааза в деформованих зразках GaS. Під впливом деформації ефективна маса електронів зменшується до $m_c = 0.036 m_o$, а температура Дінгла зростає до 9,6 К. Виявлено, що виникнення фази Беррі в поперечному МО деформованих НК GaSb дозволяє трактувати їх як топологічні ізолятори.

6.5.2. Вплив деформації на ефекти надпровідності та слабкої антилокалізації у НК GaSb

Нашим завданням є дослідження впливу деформації на поведінку поздовжнього та поперечного МО НК GaSb n-типу провідності в слабких магнітних полях та при низьких температурах $1,5 \div 60$ К. У досліджуваних

зразках під впливом деформації виявлено ефекти надпровідності та слабкої антилокалізації.

На рис. 6.35,а,б наведено температурні залежності опору недеформованих та деформованих НК GaSb, відповідно, в інтервалі температур $4 \div 30$ К. Як видно з рисунка, температурна залежність опору для недеформованих НК є типовою для металевих зразків, однак, при температурах нижче 4,2 К виявлений різкий стрибок опору, який, ймовірно, пов'язаний з частковою надпровідністю кристалів [52, 53]. Очевидно, що деформація істотно впливає на температурні залежності опору зразків. По-перше, при температурі порядку 10 К на залежності є глибокий і широкий мінімум. По-друге, має місце перехід до надпровідного стану, що проявляється у різкому падінні опору НК при температурі порядку 4,2 К. Великий мінімум опору на температурні залежності (див. рис. 6.35,а), ймовірно, зумовлений індукованим деформацією ПМД у діелектричній фазу ізолятора при температурах нижче 11 К. Для пояснення цих ефектів необхідно дослідити МО наведених зразків.

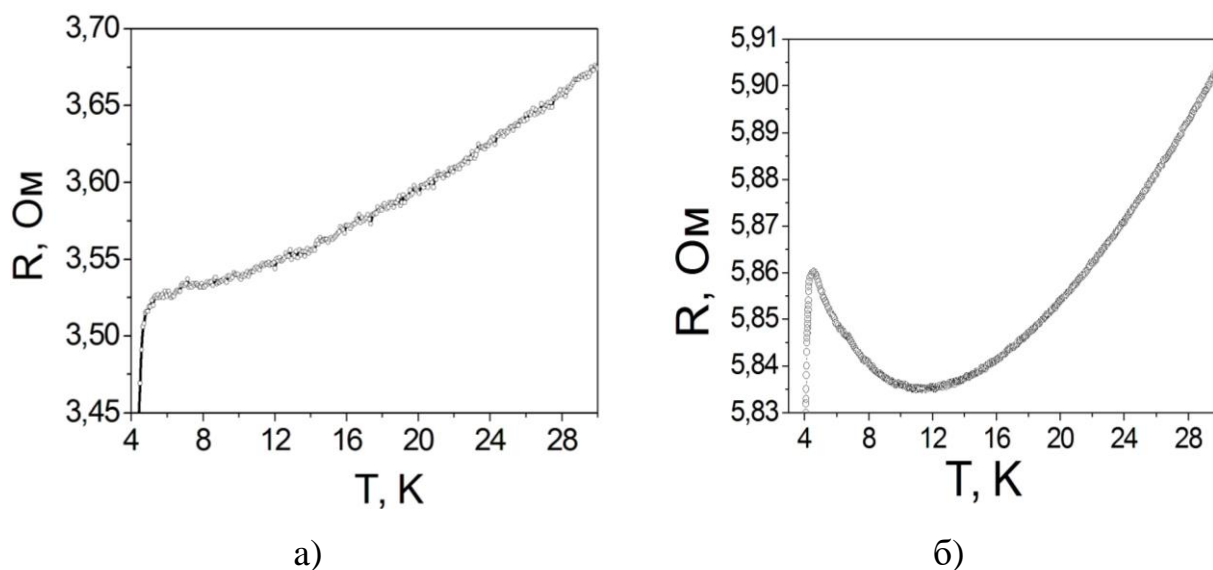


Рис. 6.35. Температурні залежності опору а) недеформованих і б) деформованих зразках GaSb з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$

Поперечний і поздовжній МО для недеформованих і деформованих НК GaSb наведено на рис. 6.36,а,б і рис. 6.37,а,б, відповідно. Як видно з рис. 6.36,а, що поперечний МО при температурах вище 4,2 К має типову квадратичну

залежність від магнітного поля, а при температурах нижче 4,2 К у слабких магнітних полях має місце різке стрибкоподібне зростання МО НК. Відомо, що прикладання деформації істотно змінює поведінку МО зразків – він стає негативним в області низьких температур, як це спостерігалось на залежностях поперечного МО деформованих зразків у всьому діапазоні вимірюваних температур від 4,2 К до 60 К (див. рис. 6.36,б).

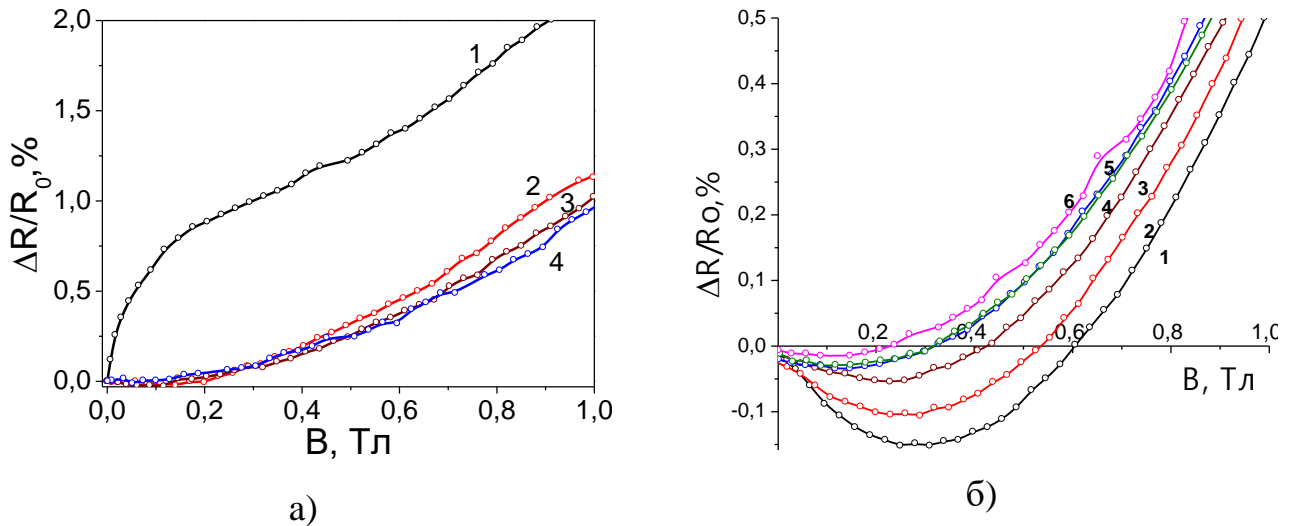


Рис. 6.36. Поперечний МО для а) недеформованих і б) деформованих НК GaSb при температурах, К: 1 – 4.2, 2 – 13, 3 – 29, 4 – 40, 5 – 50, 6 – 60.

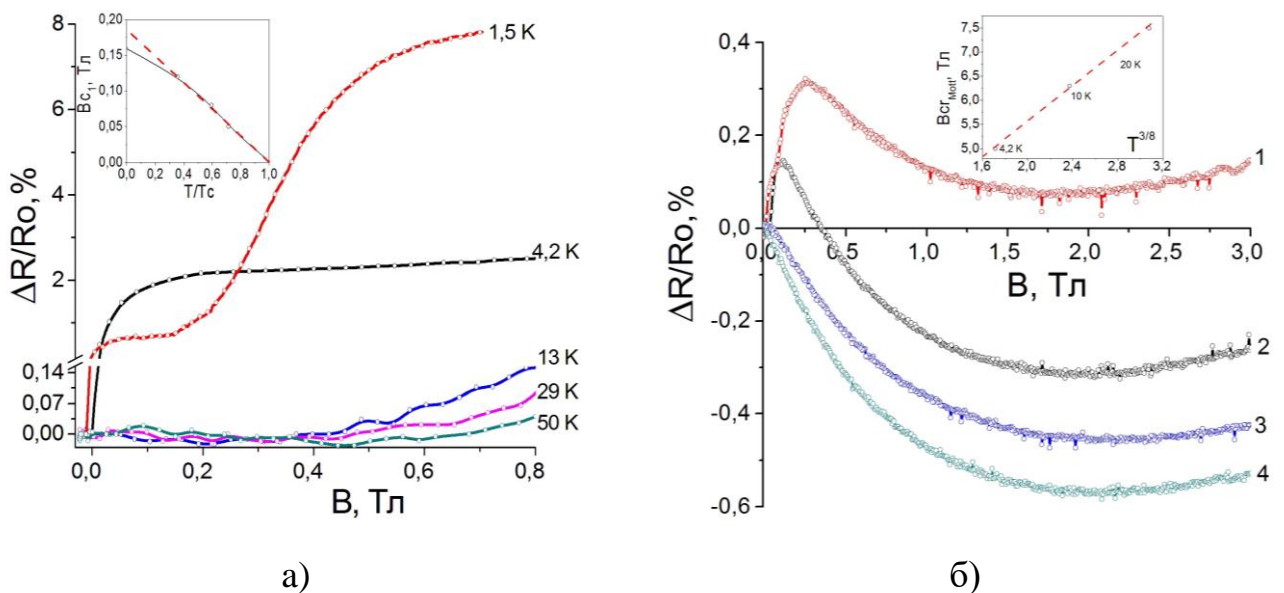


Рис. 6.37. Поздовжній МО для а) недеформованих і б) деформованих НК GaSb з концентрацією телуру $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ при різних температурах.

Вставка: а) нульове критичне магнітне поле; б) $B_{кр}$ як функція від $T^{3/8}$

Подібна поведінка МО НК GaSb спостерігається, коли магнітне поле прикладене паралельно до напрямку струму в зразках, тобто у випадку поздовжнього МО. Так, для недеформованих зразків аномальний МО виникає тільки при температурах 4,2 К і нижче (див. рис. 6.37,а). В той час як деформованих зразків, поведінка МО змінюється: при температурах нижче 10 К у слабких полях відбувається підвищення МО, а при вищих температурах на польових залежностях спостерігається перехід до ВМО (рис. 6.37,б).

Для того, щоб вивчити вплив деформації на параметри НК GaSb, необхідно порівняти поведінку їх МО в недеформованих і деформованих зразках. Спершу проаналізуємо МО недеформованих НК GaSb. Польові залежності поздовжнього МО НК GaSb при температурах нижче 4,2 К інтерпретували як перехід у надпровідний стан [53]. Аналіз верхніх критичних магнітних полів дає значення критичного поля “придушення” надпровідності при нульовій температурі, що становить 1,1 Тл. З іншого боку, верхнє критичне нульове магнітне поле 0,08 Тл, визначене за даними магнітної сприйнятливості НК GaSb, яке на порядок нижче від вищезгаданого в роботі [44]. Значна невідповідність цих значень свідчить, що основний внесок у стрибкоподібну зміну МО в магнітних полях 0,1 ÷ 0,75 Тл не пов'язаний із переходом у надпровідний стан. Найбільш вірогідною причиною такої поведінки є ефект слабкої антилокалізації носіїв заряду. Тим не менш, ми спостерігали ще один стрибок МО в слабких магнітних полях при температурі 1,5 К (див. рис. 6.37,а). Аналіз поведінки МО при різних температурах дозволяє отримати верхні критичні нульові магнітні поля відповідно до стрибків. Результати наведені на вставці на рис. 6.37,а, дають значення критичного поля $B_{кр}$ порядку 0,16 Тл, яке узгоджується із значеннями, отриманими з досліджень МО GaSb в слабких магнітних полях, що вказує на перехід у надпровідний стан.

Таким чином, у НК GaSb в області низьких температур 1,5 ÷ 4,2 К можуть співіснувати два ефекти - надпровідність та слабка антилокалізація. Магнітне поле пригнічує надпровідність при критичному полі $B_{кр} \sim 0,16$ Тл, в той час як «придушення» ефекту слабкої антилокалізації відбувається при $B_{кр}' \sim 1,1$ Тл.

Деформація впливає на МО НК GaSb: стрибки поздовжнього МО в слабких магнітних полях переходять у ВМО при збільшенні напруженості магнітного поля. Як і у випадку недеформованих НК, перший стрибок МО, ймовірно, пов'язаний із надпровідними станами. А другий стрибок при більш сильних магнітних полях інтерпретується ефектом слабкої антилокалізації, тоді як ВМО, що спостерігається при подальшому збільшенні магнітного поля, відповідає слабкій локалізації носіїв заряду. Розглянемо детально це явище.

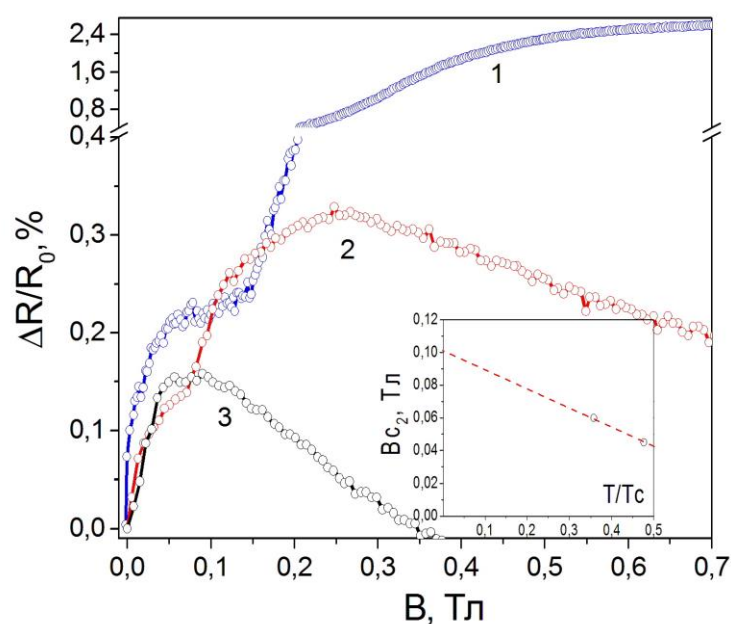


Рис. 6.38. Поздовжній МО деформованих НК GaSb при різних фіксованих температурах, К: 1 – 1,5; 2 – 2; 3 – 4,2. Вставка: критичне магнітне поле при нульовій температурі

Аналіз верхніх критичних магнітних полів (див. рис. 6.38) дає критичне магнітне поле пригнічення надпровідності при нульовій температурі 0,1 Тл. Відповідні результати наведені на вставці з рис. 6.38. Таким чином, деформація приводить до зменшення надпровідності у НК GaSb, що спостерігається при її пригніченні виштовхуванні магнітним полем.

Враховуючи магнітний потік Φ_0 можна розрахувати довжину когерентності надпровідності ξ

$$B_c = \Phi_0 / 2\pi\xi^2 \quad (6.16)$$

де Φ_0 квантовий потік, отримаємо довжину когерентності надпровідності $\xi = 5$ нм.

Аналіз другого стрибка на залежності поздовжнього МО при малих слабких магнітних полях і різних температурах дозволяє отримати верхнє критичне поле руйнування орієнтації спінів носіїв заряду при їх слабкій антилокалізації, значення якого $B_{кр2}$ наведені на рис. 6.39,а і становлять 0,32 Тл.

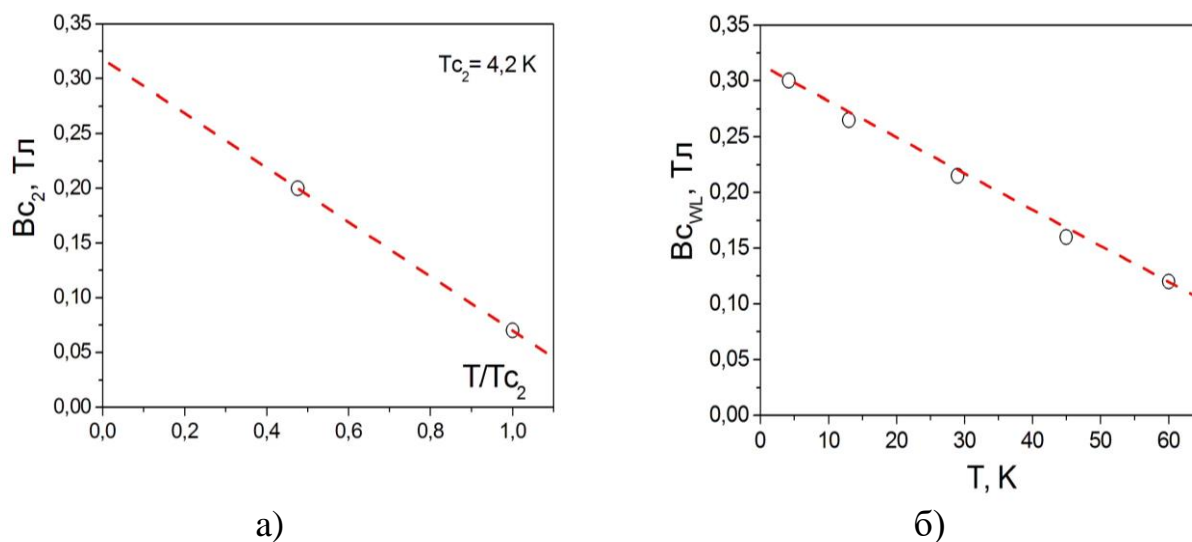


Рис. 6.39. Нульове критичне магнітне поле в деформованих НК GaSb для а) надпровідності та б) слабкої локалізації

ВМО, що спостерігається у вищих магнітних полях, ймовірно, пов'язаний із слабкою локалізацією носіїв заряду. Можна проаналізувати польову залежність МО. Сьогодні існують експериментальні результати, які підтвердили відповідність закону Мотта в сильнолегованих напівпровідниках. В роботі [353] показано, що при двох різних температурах працює співвідношення:

$$H_0^1/H_0^2=(T_1/T_2)^{1/2}, \quad (6.17)$$

де H_0 – магнітне поле, при якому МО рівний нулю. Згідно з теоретичним припущеннями, представленими в роботі [354], це магнітне поле пропорційне температурі як $(H_0 \sim T^{3/8})$ (вставка, рис. 6.37,б), що було доведено експериментальними дослідженнями. Цей факт підтверджує стрибкоподібну провідність Мотта при індукції магнітного поля $B = 0$.

Таким чином, ефект слабкої локалізації пов'язаний із взаємодією двох носіїв заряду, локалізованих на одній домішці з протилежними спінами. Прикладання магнітного поля приводить до руйнування спінового

впорядкування, що супроводжується значним зменшенням МО НК. При певній напруженості магнітного поля відбувається насичення ефекту, який спостерігається на рис. 6.37,б у вигляді мінімуму МО.

Розглянемо температурні залежності опору НК GaSb. Порівняння кривих 1 та 2 на залежностях $R(T)$ для деформованих і недеформованих зразків свідчить про те, що деформація приводить до ПМД при температурі нижче 10 К (див. рис. 6.35, б). Можна одержати енергію активації стрибкової провідності, яка була розрахована згідно залежності $\ln(1/R) = f(1/T)$ і становить 0,7 меВ.

Враховуючи поперечний магнітний опір деформованих зразків GaSb (рис. 6.37,б), можна отримати значення критичного магнітного поля пригнічення слабкої локалізації (див. рис. 6.39, б), яке дорівнює 0,31 Тл і близьке до критичного поля руйнування спінів при ефекті слабкої антилокалізації. Таким чином, обидва ефекти мають практично однакове критичне поле їх пригнічення.

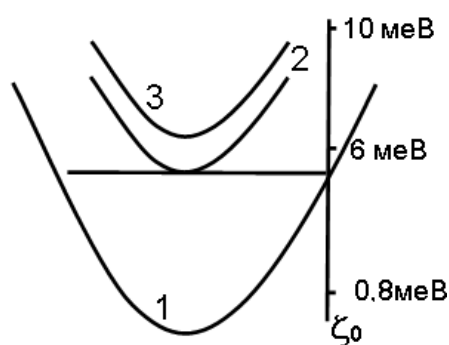


Рис. 6.40. Схематичне зображення квантових підзон з відповідними позиціями хімічного потенціалу в НК GaSb

а) Рівень хімічного потенціалу без дії магнітного поля значно нижчий, ніж у нижній ніж дно підзони, яка в цьому випадку є двічі виродженою. При збільшенні напруженості магнітного поля хімічний потенціал ξ_0 монотонно зменшується, що супроводжується зростанням МО НК (див. рис. 6.38, крива 1).

б) Якщо хімічний потенціал співпадає чи знаходиться трохи нижче дна другої підзони, то із збільшенням магнітного поля B , а також внаслідок руху границь зон хімічний потенціал зміщується і опір спочатку зменшується, а потім монотонно зростає. Це зумовлено конкуруючим впливом магнітного поля на

величину множника і показника експоненти у виразі для ймовірності розсіяння носіїв на рівні Фермі.

в) Якщо хімічний потенціал знаходиться трохи вище дна другої підзони, то з ростом магнітного поля опір спочатку зростає, потім при проходженні хімічним потенціалом дна підзони 1, досить різко зменшується і при дальшому зростанні магнітного поля монотонно зростає [324].

Останній випадок (рис. 6.12, крива 3) досить добре пояснює експериментальні залежності МО НК GaSb (рис. 6.37, б) у слабких магнітних полях при низьких температурах, подібно як для зразків InSb [325].

Отже, під дією одновісної деформації стиску поздовжній МО НК GaSb змінює знак і переходить від позитивного до від'ємного при різних значеннях індукції магнітного поля. При подальшому підвищенні температури $T > 10$ К поздовжній МО деформованих зразків (рис. 6.37, б, криві 3, 4) стає від'ємним у всьому діапазоні магнітних полів згідно з теоретичними даними на рис. 6.40, а (крива 2). Тому теплова енергія kT зумовлює перехід хімічного потенціалу нижче дна другої підзони. Випадок (б) відповідає також польовій залежності поперечного МО в інтервалі температур $4,2 \div 60$ К (рис. 6.36, б). Як очевидно з рис. 6.36, б при температурах вище 60 К МО НК відповідає випадку (а), тобто класичній поведінці МО. Теплова енергія процесу відповідає 6 меВ. Однак, незрозумілою поки що є причина розмірного квантування електронів у НК досить великого діаметра (порядку десятків мікрометрів).

Спостережуване явище можна пояснити в інакший спосіб. Варто зауважити про переважання поверхневої провідності в зразках порівняно з об'ємною. Це пов'язано з механізмами вирощування НК: внаслідок хімічного осадження з парової фази в замкнутій галогенній системі відбувається збільшення концентрації легуючої домішки при наближенні до поверхні кристалу. Існують різні параметри, які впливають на розподіл домішки. Наприклад, збільшення концентрації домішки поблизу поверхні НК може бути зумовлене дифузією домішок на поверхню впродовж відпалу зразків після процесу росту. За умови, що припущення про переважання поверхневої провідності в НК GaSb є

правильним, тобто основна частина транспорту носіїв заряду відбуваються в приповерхневих шарах кристала, що може характеризуватися ефективною радіальною відстанню кристалу dW , можна зробити висновок, що піки МО на рис. 6.37 є наслідком класичного розмірного ефекту, де розсіяння на границях дротів зменшується, коли циклотронний радіус стає меншим, ніж їх ефективна радіальна відстань, що приводить до зменшення питомого опору. Така ж поведінка є типовою для МО НК InSb [312], тоді як положення піку B_m змінюється лінійно з $1/dW$ при збільшенні діаметра дротів [320]. Можливість виникнення B_m визначається умовою $B_m \approx 2ck_F/EdW$, де k_F - хвильовий вектор при енергії Фермі. Ефективну радіальну відстань дроту можна розрахувати з урахуванням отриманої енергії Фермі E , яка для НК GaSb становить $dW \sim 150$ нм.

Енергію активації слабкої антилокалізації можна оцінити з урахуванням її зникання при температурі 10 К (див. рис. 6.37,б, крива 3). Оцінене значення енергії активації становить порядку 0,8 меВ, яке добре узгоджується із вищевказаною енергією активації, отриманою із залежності $R(T)$ 0,7 меВ.

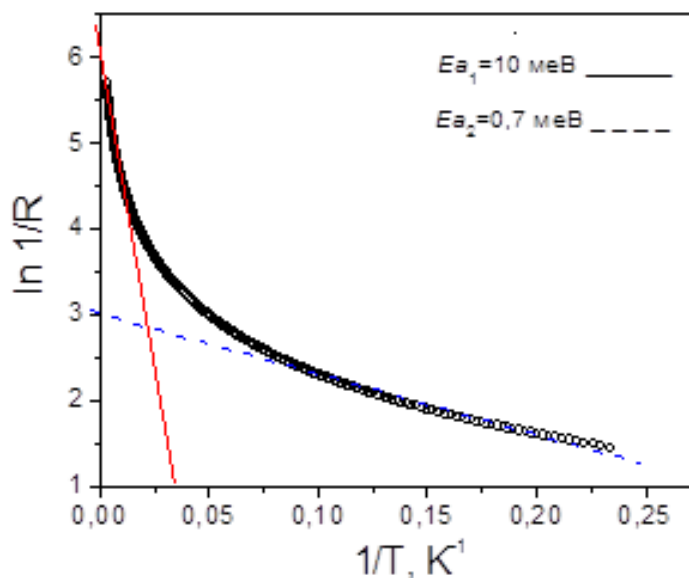


Рис. 6.41. Значення енергії активації слабкої антилокалізації 0,7 меВ у інтервалі температур 4 ÷ 10 К

Таким чином, деформація зумовлює розщеплення виродженого рівня на дві компоненти з протилежними спінами (слабка антилокалізація) і паралельними спінами (слабка локалізація). Руйнування слабкої локалізації відбувається при

температурах вище 60 К, які відповідають енергії активації порядку 6 меВ. З іншого боку, значення енергії активації, що визначається залежністю $\ln(1/R) = f(1/T)$ в інтервалі температур 50 ÷ 100 К, становить 10 меВ (див. рис. 6.41), що відповідає значенню, визначеному із даних залежностей МО.

Отже, нами досліджено вплив деформації на МО НК GaSb n-типу провідності в слабких магнітних полях з індукцією 0 ÷ 3 Тл і низьких температурах 1,5 ÷ 60 К. Великий мінімум, виявлений на температурних залежностях опору при температурі нижче 11 К, відповідає індукованому деформацією ПМД у діелектричну фазу. З іншого боку срибкоподібне падіння опору при температурі порядку 4,2 К зумовлене переходом у надпровідний стан.

Магнітне поле пригнічує ефекти надпровідності та слабкої антилокалізації, що дозволяє визначити верхні критичні нульові магнітні поля, які становлять 0,16 Тл та 1,1 Тл, відповідно, для недеформованих зразків у інтервалі температур 1,5 ÷ 4,2 К. Вплив деформації також зумовлює пригнічення ефектів надпровідності та слабкої локалізації у НК GaSb, критичні магнітні поля яких збігаються і становлять порядку 0,31 Тл. Крім того деформація викликає розщеплення виродженого рівня на дві компоненти з паралельними і протилежними спінами, пов'язаними з ефектами слабкої локалізації та антилокалізації, відповідно. Визначено енергія активації ефектів слабкої антилокалізації 0,7 меВ та слабкої локалізації – 6 меВ.

6.6. Висновки до розділу 6

1. На основі вивчення МО НК InSb n-типу провідності з концентрацією Sn від $4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $7,16 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в інтервалі температур 4,2 ÷ 77 К в магнітних полях з індукцією до 14 Тл, виявлений осциляційний ефект у поздовжньому і поперечному магнітних полях в області температур до 40 К, ідентифікований як осциляції Шубнікова – де Гааза. Проведений аналіз осциляцій для зразків із концентрацією легуючої домішки, що відповідає ПМД ($3,26 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) виявив індукований магнітним полем ПМД при індукції порядку 2 Тл зумовлений конкуренцією двох механізмів – стрибковою провідністю по домішкових

станах та сильною спін-орбітальною взаємодією, за рахунок якої кожен пік поздовжнього і поперечного МО розщеплюється у вигляді дуплета у всьому діапазоні магнітних полів. На основі аналізу осциляційних піків МО одержано гігантські значення g-фактора $g^* = 46 \div 60$, що узгоджуються з літературними даними для квантових ниток InSb. Розраховано основні параметри носіїв заряду в НК InSb, такі як циклотронна ефективна маса електронів $m_c \approx 0,03m_0 \div 0,033m_0$, рівень Фермі $E_F \approx 0,11$ еВ, температура Дінгла $T_D = 3$ К, які із збільшенням концентрації домішки зростають до $E_F \approx 0,12$ еВ та до $T_D = 12$ К, відповідно.

2. Встановлено, що для всіх досліджуваних НК InSb на польових залежностях поздовжнього МО спостерігаються високі значення ВМО від 25 до 50 % залежно від концентрації легууючої домішки. Проаналізовано можливі механізмами зміни знаку МО, а саме ефекти слабкої локалізації носіїв заряду, квантові інтерференційні поправки до провідності, наявність магнітних домішок, стрибова провідність, класичний розмірний ефект. Показано, що основним механізмом появи ВМО є класичний розмірний ефект, який полягає у квантуванні енергії носіїв заряду зумовленого їх розсіюванням на границях кристалу за рахунок провідності в приповерхневому шарі (250 нм). Встановлено також, що стрибова провідність по двічі зайнятих електронами домішкових станах приводить до розщеплення піків МО за рахунок сильної спін-орбітальної взаємодії та викликає підвищення значень ВМО.
3. В результаті вивчення температурних залежностей опору НК GaSb, легованих телуром, з концентрацією в діапазоні $(1 \div 2,5) \times 10^{18}$ см⁻³ в інтервалі температур 1,5 ÷ 300 К виявлено різке падіння опору при температурах нижче 4,2 К, що пояснюється частковою поверхневою надпровідністю цих зразків. Цей висновок підтверджується результатами дослідження магнітної сприйнятливості НК GaSb у слабких магнітних полях, які показують, що це надпровідник другого роду, та дозволили визначити критичні нижнє 50 мТл та верхнє 1,1 Тл поля існування надпровідності. Поява надпровідності в НК GaSb при температурі 4,2 К зумовлена сильною спін-орбітальною обмінною

взаємодією носіїв заряду в металевій фазі в безпосередній близькості до ПМД, що приводить до зростання температури Кюрі.

4. На основі дослідження польових залежностей МО НК GaSb при низьких температурах вперше виявлений кроссовер від слабкої локалізації до антилокалізації носіїв заряду при 3,5 К, зумовлений зміною співвідношення між часом збою фази та часом спінової релаксації із зміною температури.
5. Аналіз виявленого ВМО НК GaSb в слабких магнітних полях $0 \div 3$ Тл, що описується двовимірною моделлю слабкої антилокалізації, дозволив визначити параметр Рашби спін-орбітальної взаємодії, що становить $1,66 \times 10^{-12}$ еВ \times м. Отримані значення довжини спін-орбітальної взаємодії $l_{SO} = 20$ нм і одержані значення довжини когерентності $\xi(0) = 1,7$ нм куперівських пар, дозволили зробити припущення про конкуренцію надпровідності та слабкої антилокалізації носіїв заряду в приповерхневих шарах НК GaSb.
6. Вивчення впливу деформації на електротранспортні характеристики НК GaSb дозволяє виявити індукований деформацією ПМД у діелектричну фазу при температурах нижчих 11 К, який може бути використано для створення вентиляльних перемикачів з МЕМ структур на основі НК GaSb.
7. Показано, що вплив деформації на магнітотранспортні властивості НК GaSb приводить до розщеплення піків осциляцій Шубнікова – де Гааза, на основі чого були розраховані гігантські значеннями g-фактора Ланде 53, що добре узгоджується з відповідними значеннями для квантово-механічних структур. Встановлено також, що деформація зумовлює зменшення ефективної маси електронів до $m_c = 0,036m_0$, зростання температури Дінгла до 9,6 К, пригнічення ефектів надпровідності та слабкої локалізації, а також розщеплення виродженого рівня важких дірок на дві компоненти з паралельними і протилежними спінами.
8. Вперше встановлена поява фази Беррі в МО деформованих НК InSb та GaSb, зумовлена сильною спін-орбітальною взаємодією носіїв заряду в області ПМД, що підтверджує двовимірну природу електронів Дірака в деформованих зразках і їх перехід у стан топологічного ізолятора.

РОЗДІЛ 7. СТВОРЕННЯ СЕНСОРІВ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН НА ОСНОВІ НИТКОПОДІБНИХ КРИСТАЛІВ Si, Ge, InSb, GaSb

У цьому розділі наведено результати досліджень фізичних основ створення елементної бази пристроїв сенсорної електроніки на базі легованих НК Si, Ge, InSb та GaSb, дієдатних в області криогенних температур. Показано, що тензорезистори на основі слабо легованих НК Ge n-типу провідності рекомендовано для вимірювання дуже малих деформацій при фіксованих температурах, а сильнолеговані НК Ge – для вимірювання деформацій у широкому інтервалі температур $77 \div 300$ К. Встановлена висока чутливість до тиску легованих НК GaSb n-типу провідності в діапазоні $0 \div 3$ кбар, що дозволяє створення на їх основі сенсорів тиску з розширеним робочим діапазоном та спрощеною конструкцією. Результати дослідження електро- та магнітотранспортних характеристик деформованих НК Si, Ge та InSb в інтервалі температур $4,2 \div 100$ К та магнітних полів $0 \div 10$ Тл дозволили створити на їх основі багатофункційний датчик для вимірювання температури, деформації та магнітного поля, що забезпечить можливість точної кількісної оцінки температури та її впливу на залежності тензочутливості та температурної чутливості до магнітного поля.

7.1. Стан проблеми вимірювання температури, деформації та магнітного поля існуючими датчиками

Важливою проблемою сьогодення є одночасне вимірювання багатьох параметрів нестационарних фізичних процесів і об'єктів у складних умовах експлуатації. Недоліком існуючих вимірювальних пристроїв є використання дискретних сенсорів, які дозволяють одночасно вимірювати один чи два параметри, що недостатньо для потреб моніторингу навколишнього середовища та визначення параметрів мікро- та нанооб'єктів. Більше того, взаємовплив одного параметра на інший під час вимірювання призводить до спотворення вихідних результатів.

Описану проблему вирішують створенням багатофункційних перетворювачів з розширеними можливостями, працездатних в складних умовах експлуатації. Створення перетворювачів на базі НК Si, Ge та сполук A₃B₅, дослідження їх характеристик, фізичних ефектів у НК та розробка на їх основі перетворювачів фізичних величин є актуальною науково-технічною задачею. Оскільки унікальні транспортні, електричні та інші характеристики цих НК визначаються їх розміром та легуванням, та стають актуальними дослідження їх властивостей, розширення існуючих уявлень про фізичну природу процесів у низькорозмірних твердих тілах, що дозволить розробити концепцію створення нових приладів із прогнозованими характеристиками. Окрім того, розроблення фізичних та технологічних основ створення багатофункційних перетворювачів для застосування в новітніх інформаційних системах належать до прикладних досліджень, що забезпечить потреби ринку, а за своїми результатами є актуальними для суміжних галузей, зокрема альтернативної енергетики (вітро-, сонячної енергетики), кріогенної та авіакосмічної техніки, термоелектрики.

Напівпровідникові ниткоподібні кристали є доброю базою для створення сучасних вимірювальних засобів. Вони високочутливі, мініатюрні, технологічні, дешеві. Лідерство серед напівпровідникових матеріалів займає кремній. Так сенсори деформації-температури мають КТЧ ≈ 500 , а температурну чутливість, наприклад при температурі 77 К досягає 400 Ом/К [355]. В розглянутих нижче сенсорах можуть використовуватись як два (три) чутливих елементи кожен з яких незалежно вимірює один з фізичних параметрів, так і один – із змінним режимом роботи [356].

Сенсори створюються на нових принципах і технологіях [357, 358]. Зокрема, розроблено сенсор, який служить для одночасного вимірювання як магнітного поля з індукцією $0 \div 0,5$ Тл, так і температури $233 \div 333$ К, який є удосконаленим варіантом раніше розробленого сенсора, який містив перетворювач магнітного поля (елемент Холла) і терморезистор, виконані на основі НК [359]. Тут як сенсор магнітного поля використано магніторезистор на

основі НК InSb, а терморезистор – Si-Ge<Zn>, який забезпечує лінійність термометричної характеристики $R(T)$ з мінімальною величиною МО 0,02 %.

Розроблено одноелементний сенсор для вимірювання температури і магнітного поля [360]. Такі температурочутливі магнітні напівпровідники відомі. Проте, для вимірювання температури і магнітного поля в них використовують роздільно два пристрої, що ускладнює процес вимірювання [360]. Для побудови багатофункціональних сенсорів використовують різні фізичні та конструкційно-технологічні принципи, а також способи отримання напівпровідникових матеріалів [361]. Перспективними в сенсоріці вважаються і аморфні матеріали, зокрема, на основі аморфних плівок телуриду Ge (α -GeTe) створені температурні сенсори [362, 363].

Необхідність підтримки високої надійності і безаварійності складних технічних систем змушує розробників збільшувати число контрольованих параметрів (температури, тиску, деформації та ін.). Вимірювання різних фізичних величин вимагає від первинних перетворювачів, інтегрованих у електронні системи збору даних, таких характеристик, як висока чутливість та лінійність, точність, стабільність, низький рівень шуму, швидкодія і можливість синхронної багатоканальної роботи. Тому актуальним також є створення нових і вдосконалення існуючих багатфункційних первинних перетворювачів, що вимірюють одночасно кілька параметрів. Серед великого різноманіття сенсорних пристроїв, які випускаються сучасними фірмами, перетворювачі на основі тензо- і терморезистивних мікросистем займають особливе місце завдяки багатофункціональності. Однак, більшість з них вимірюють тільки два параметри. Перевагами таких перетворювачів є широкі функційні можливості, що значно покращують їх технічні та експлуатаційні характеристики, відносна простота схемної реалізації, стабільне енергоспоживання, наявність одного каналу зв'язку та простота діагностики.

Дослідження магнітних і електричних властивостей, а також деформаційно-стимульованих ефектів у НК Si, Ge та сполуках АЗВ5 будуть передумовою

створення багатофункційних перетворювачів. Розроблено багатофункційні перетворювачі, а також елементи схем керування для інформаційно-вимірювальних систем, які за окремими показниками перевищують наявні аналоги.

У сучасній техніці, зокрема, аерокосмічній техніці, кріоелектроніці та ін., широко застосовуються високочутливі, швидкодіючі пристрої та компоненти твердотільної електроніки, дієздатні в складних умовах експлуатації [62, 364]. Однак, необхідність роботи в умовах глибокого охолодження та пов'язані з цим технічні труднощі істотно обмежують використання таких пристроїв. Окрім того, до сучасних приладів на сьогодні висувають цілу низку вимог: багатофункціональність, мініатюрність, висока точність перетворення, стабільність. Ці вимоги можуть бути досягнуті завдяки новим структурним і схемотехнічним рішеннями [62, 168, 364, 365].

Відомі багатофункційні датчики, які дозволяють вимірювати декілька параметрів одночасно, таких як: температура, деформація, тиск, магнітне поле та ін., завдяки використанню складних мікроелектронних технологій, потребують високоякісного спеціального обладнання та матеріалів [302].

Автори роботи [366] наводять конструкцію багатофункційного датчика для вимірювання деформації, магнітного поля і температури, у якому як вимірювальний елемент використовують терморезистор на основі НК Si. Однак, недоліком цього датчика, за рахунок його конструкції, який виконаний на одному НК є те, що вимірювані параметри, а саме деформація, магнітне поле і температура істотно впливають один на одного, що призводить до погіршення точності вимірювань. Крім того, конструкція багатофункційного датчика не дозволяє забезпечити температурну компенсацію тензочутливості та температурну залежність чутливості до магнітного поля. Даний датчик має малий діапазон вимірювання магнітних полів $0 \div 0,5$ Тл і невисоку чутливість до магнітного поля, а також дієздатний лише в інтервалі кліматичних температур $233 \div 333$ К, що не дозволяє його використання в кріоелектроніці та ракетній техніці, де необхідні значно нижчі температури.

Тому існує потреба в створенні багатофункційних датчиків, виготовлених за більш простою технологією, що відповідає сучасним вимогам до первинних перетворювачів і може бути вирішена в результаті дослідження електропровідності та МО деформованих НК Si, Ge та сполук АЗВ5 в інтервалі криогенних температур та в сильних магнітних полях.

В основу роботи сенсорів механічних величин покладено цілу низку фізичних явищ, які поділяються за природою як вхідного так і вихідного сигналу. Розглянемо основні принципи дії сенсорів механічних величин:

1) Зміна питомого електричного опору провідників і напівпровідників під дією гідростатичного тиску P . Опір зразка при цьому визначається як

$$R=R_0(1+S_pP) \quad (7.1)$$

де R_0 – опір зразка при $P = 0$; S_p – відносна чутливість.

Дія гідростатичного тиску змінює відстань між атомами, що в провідниках приводить до зміни розсіювання електронів, а в напівпровідниках до зміни ширини забороненої зони і відповідно до зміни концентрації носіїв заряду. При одночасному прикладенні сили F зміна питомого опору напівпровідників обумовлена зміною концентрації і рухливості носіїв заряду.

2) Зміна опору р-п переходу під дією механічної сили.

Ефект обумовлений зміною рухливості і концентрації носіїв заряду.

3) Зміна опору провідників і напівпровідників при їх деформації (тензоефект).

При деформації відносна зміна опору

$$\varepsilon_p=(1+2K_p+\varepsilon_p/\varepsilon_{np}) \varepsilon_{np}, \quad (7.2)$$

де K_n – коефіцієнт Пуассона, ε_p – відносна зміна питомого опору матеріалу зразка, ε_{np} – відносна деформація.

4) П'єзоелектричний ефект (прямий – поява електричних зарядів на гранях п'єзоелектриків під дією механічної напруги.

Електричні заряди виникають на гранях, які перпендикулярні до електричної сили вздовж електричної F_1 або механічної F_2 осі кристалу

$$q=d_{11} F_1 \quad i \quad q=d_{11} \frac{b}{a} F_2, \quad (7.3)$$

де d_{11} – п'єзоелектрична стала, b, a - лінійні розміри пластини п'єзоелектрику.

Простим тензодатчиком є тензорезистор, який являє собою пластину або стержень напівпровідника з омичними контактами на кінцях. Один кінець пластини закріплюють в нерухомій основі, а на другу діє сила F . Для характеристики зміни опору від деформації використовують КТЧ

$$m = \frac{\Delta R / R}{\Delta l / l}, \quad (7.4)$$

який являє собою відношення відносної зміни опору до відносної деформації в даному напрямку (l – розмір напівпровідника в напрямку деформації). В тензодатчику при згині міняється довжина стержню, таким чином напрям деформації співпадає з віссю стержня.

Для зменшення впливу температури на величину опору терморезистори виготовляють з мілкодомішкових напівпровідників, у котрих концентрація основних носіїв дорівнює концентрації домішки (використовують домішку, яка дає мілкі рівні енергії у забороненій зоні) і не залежить від деформації. Тому зміна опору визначається тільки зміною рухливості. Так як $\rho \sim 1/\mu$, то

$$m = -\frac{\Delta\mu / \mu}{\Delta l / l}. \quad (7.5)$$

Оскільки при стисненні $\Delta l < 0$, то знак зміни рухливості в цьому випадку співпадає з знаком m . КТЧ для Ge і Si має найбільше значення порядку 150-175. Знаки m для Ge і Si і напрям деформації, в кожному m максимально.

$$\text{Ge} \quad p > 0 [111] \quad n < 0 [111] \quad \text{Si} \quad p < 0 [111] \quad n > 0 [100]$$

Залежність рухливості від деформації в арсеніді галію n-типу носить більш складний характер. При малих тисках характер електронів з ростом тиску зменшується ($m < 0$), що пов'язано з переходом електронів з мінімуму [000] в мінімум [100]. При більших тисках, коли мінімум [100] опускається нижче мінімуму [000] рухливість збільшується з ростом тиску ($m > 0$). Але для створення тензодатчиків арсенід галію n-типу практично не використовують із-за малого значення m .

Тензочутливість GaSb p-типу пояснюється тими ж причинами, що Ge і Si. Відповідно максимальне m спостерігається при деформації у напрямку [111].

Коефіцієнт $m > 0$ має приблизно ту ж величину, що і у Ge і Si. Велику тензочутливість мають також деякі напівпровідникові сполуки, наприклад, n-GaSb ($m_{[111]} = -226$), p-InSb ($m_{[111]} = 212$).

Одним із методів збільшення чутливості тензорезистора є зменшення концентрації домішки. В напівпровіднику, провідність котрого близька до власної, електропровідність змінюється за рахунок зміни двох величин: μ і E_g . Тому зміна електропровідності при деформації, а відповідно величина m , більше. Але при цьому величина електричної провідності сильно залежить від температури, що приводить до залежності m від температури. Так як $R \sim \exp(E_g/2kT)$, то відносна зміна опору власного напівпровідника при зміні E_g :

$$\frac{\partial R}{R \partial E_g} = \frac{1}{2} kT. \quad (7.6)$$

В цьому випадку залежність $m(T)$ нехтуючи залежністю $\mu(T)$ від деформації, можна записати у вигляді $m = A/T$. Така залежність $m(T)$ для високоомного напівпровідника спостерігається і експериментально.

Збільшення тензочутливості домішкового напівпровідника можна досягнути компенсуванням його домішкою, яка утворює глибокі рівні у забороненій зоні. В області температур, які відповідають неповній іонізації домішок, електрична провідність напівпровідника залежить від E_n . В Ge і Si, легованих золотом, з ростом тиску величина E_n зменшується. Це по-різному відбувається на їх тензочутливості. Наприклад, в n-Ge μ_n при стисненні зменшується, що приводить до зменшення електропровідності. Таким чином, зменшуючи G за рахунок зменшення μ_n частково компенсується з ростом G за рахунок зменшення E_n , т.ч. тензочутливість зменшується.

У кремнії n-типу навпаки, μ_n росте при стисканні. Зменшення E_n призводить до додаткового росту електропровідності і тензочутливість росте. Але з ростом тензочутливості напівпровідника за рахунок введення глибоких рівнів також приводить до збільшення залежності опору і m від температури.

7.2. Тензорезистори на основі НК германію та антимоніду галію

Найпоширеніші тензорезистори на основі Si не завжди задовільняють усім вимогам, які висувуються сьогодні до такого типу чутливих елементів. Тому цілком закономірним є пошук і дослідження властивостей інших напівпровідникових матеріалів для створення тензорезисторів із відповідними характеристиками. З цієї точки зору перспективними є такі матеріали як германій і напівпровідникові сполуки АЗВ5. Виходячи з відомих результатів досліджень п'єзорезистивного ефекту кристалів Ge, GaSb, GaSb, фосфіду галію та ін., можна зробити висновок про досягнення високої тензочутливості в кристалах GaSb n- і p-типу провідності, а також GaAs і GaP p-типу з кристалографічною орієнтацією [111]. Висока тензочутливість напівпровідникових монокристалів Ge та сполук АЗВ5 може бути реалізована в тензорезисторах, створених на їх основі.

7.2.1. Тензорезистори на основі НК Ge

Поряд з об'ємним монокристалічним германієм для створення тензорезисторів використовують також германій у вигляді ниткоподібних кристалів [434]. Нами досліджувались НК Ge, вирощені у формі гексагональних призм з поздовжньою віссю у кристалографічному напрямку [111], який відповідає напрямку максимального тензорезистивного ефекту в германії як n-, так і p-типу провідності. Електронний тип провідності створювався шляхом легування НК Ge сурмою в процесі вирощування, у цьому разі золото відіграло роль ініціюючої домішки, яка забезпечувала ріст НК Ge у напрямку [111].

Вивчались тензометричні характеристики НК Ge n-типу провідності з концентрацією носіїв заряду $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ і $1,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в інтервалі температур $77 \div 300 \text{ К}$. НК Ge закріплювались лаком ВЛ-931 на градуювальних балках, виготовлених з інварного сплаву 36Н, оскільки КТР Ge при температурі 4,2 К ($\alpha_{\text{Ge}} = 1,36 \times 10^{17} \text{ град.}^{-1}$ [368]) близький за значенням до КТР інвару [369], і піддавались одновісній деформації $\varepsilon = \pm 1,2 \times 10^{-3}$ відн.од.

На рис. 7.1 наведені експериментально одержані залежності відносної зміни опору слабо легованих НК Ge n-типу провідності ($5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$), закріплених на

інварних балках, від деформації при певних фіксованих температурах. Як видно з рисунка, такий вигляд тензометричних характеристик пов'язаний з різним характером деформаційних процесів у германії n-типу провідності при одновісній деформації розтягу і стиску.

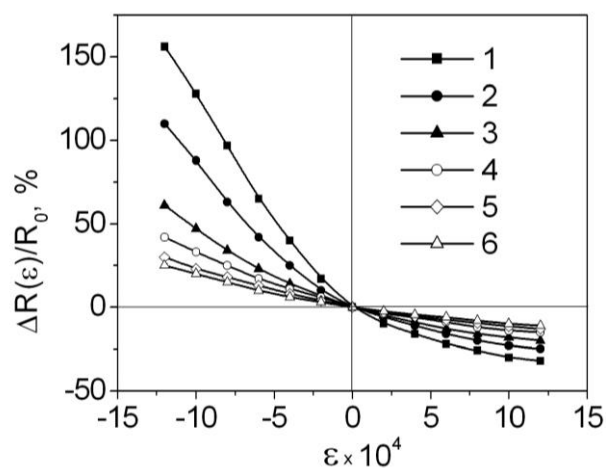


Рис. 7.1. Залежність відносної зміни опору від деформації для НК Ge n-типу провідності концентрацією носіїв заряду $5,0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при певних фіксованих температурах: 1 – 77 К, 2 – 113 К, 3 – 168 К, 4 – 213 К, 5 – 573 К, 6 – 293 К.

Як відомо [35] в Ge n-типу провідності при деформації стиску в напрямку [111] відбувається перетікання носіїв заряду з трьох еліпсоїдів, які піднімаються вгору по осі енергій, в один еліпсоїд, який опускається відповідно вниз. При одновісному розтягу кристалів в напрямку [111] носії заряду переходять з одного еліпсоїда в інші три еліпсоїда. Тому КТЧ Ge n-типу провідності при одновісній деформації стиску вздовж осі [111] значно вищий, ніж при деформації розтягу. Це підтверджується, отриманими з експериментів, значеннями КТЧ НК Ge n-типу провідності (рис. 7.2). Слабо леговані НК Ge n-типу при одновісній деформації стиску мають високу тензочутливість при температурі рідкого азоту: $K \approx -(1270 \div 1280)$ при деформації $-1,2 \times 10^{-3}$ відн. од., що у кілька разів вище КТЧ кремнієвих тензорезисторів при такій температурі. Як показали проведені розрахунки, у діапазоні температур $77 \div 300 \text{ К}$ КТЧ НК Ge n-типу провідності з концентрацією носіїв $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ змінюється з температурою за законом $K=f(T^{-1})$, що добре узгоджується із характером зміни поздовжнього p' езоопору $\pi_{[111]}$ слабо легованого Ge з температурою при одновісному стиску в напрямку [111] [86].

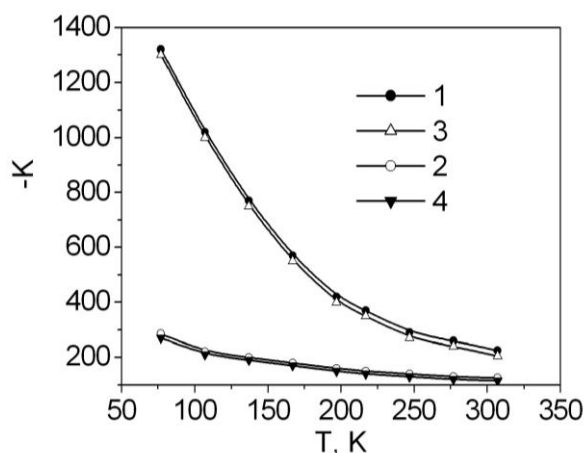


Рис. 7.2. Температурна залежність КТЧ НК Ge n-типу провідності з концентрацією носіїв заряду $5,0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при деформації розтягу (крива 2, 4) та стиску (крива 1, 3) $\varepsilon = \pm 1,2 \times 10^{-3}$ відн. од.

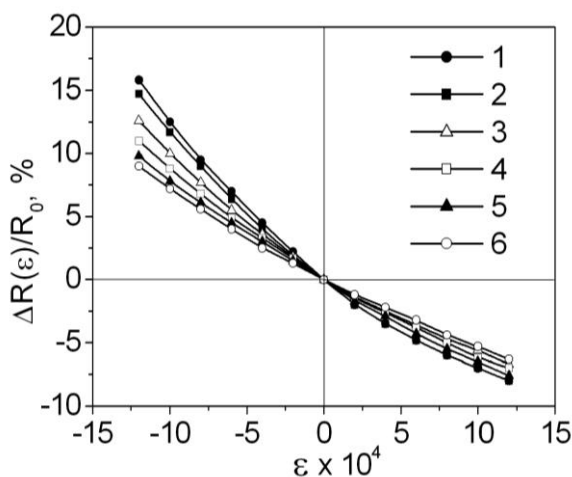


Рис. 7.3. Залежність відносної зміни опору від деформації для НК Ge n-типу провідності з концентрацією носіїв заряду $5,0 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при певних фіксованих температурах: 1 – 77 К, 2 – 113 К, 3 – 168 К, 4 – 213 К, 5 – 573 К, 6 – 293 К.

Залежності відносної зміни опору від деформації для сильнолегованих НК Ge n-типу провідності з концентрацією носіїв заряду $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (рис. 7.3) відрізняються кращою лінійністю у порівнянні з аналогічними характеристиками для слабо легованих зразків. Проте їх КТЧ значно нижчий, і при температурі рідкого азоту він дорівнює $\sim -130 \div -150$ при деформації стиску $-1,2 \times 10^{-3}$ відн.од. Температурна залежність КТЧ таких зразків (рис. 7.4) виражена значно слабше. Це пояснюється тим, що температурна залежність п'єзоопору сильнолегованого Ge n-типу провідності, внаслідок збільшення внеску розсіяння на домішках, змінюється за іншим законом, ніж T^{-1} .

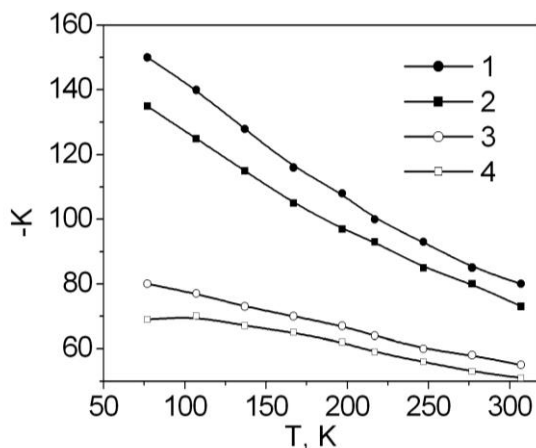


Рис. 7.4. Температурна залежність КТЧ НК Ge n-типу провідності з концентрацією носіїв заряду $5,0 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при деформації розтягу (крива 3, 4) та стиску (крива 1, 2) $\varepsilon = \pm 1,2 \times 10^{-3}$ відн. од.

Отже, тензорезистори на основі НК Ge n-типу провідності можуть використовуватись для вимірювання деформацій при низьких температурах, що досягають температури рідкого азоту. Тензорезистори на основі слабо легованих НК Ge, завдяки їх високій тензочутливості, доцільно застосовувати для вимірювання дуже малих деформацій при фіксованих температурах, особливо при 77 К. Оскільки сильнолеговані НК Ge n-типу провідності відрізняються слабкою температурною залежністю КТЧ, відповідно тензорезистори на їх основі можна використовувати для вимірювання деформацій у широкому інтервалі температур $77 \div 300 \text{ К}$. Окрім того, тензорезистори на основі НК Ge n-типу провідності можна застосовувати також як чутливі елементи різноманітних датчиків механічних величин, зокрема, датчиків тиску, призначених для роботи при низьких температурах аж до температури 4,2 К.

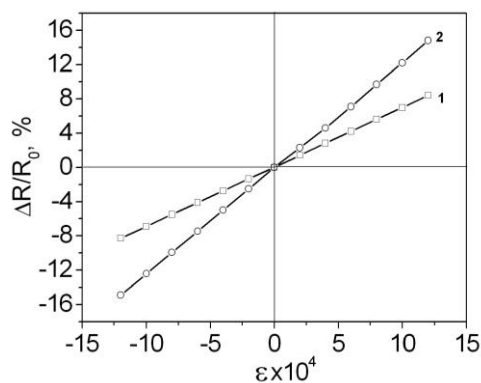


Рис. 7.5. Тензометричні характеристики НК Ge p-типу провідності при певних фіксованих температурах: 1 – 300 К, 2 – 77 К

Тензометричні характеристики НК Ge p-типу провідності, легованих галієм, при кімнатній температурі та температурі рідкого азоту наведено на рис. 7.5. Як видно з графіка, для цих зразків залежності відносної зміни опору від деформації в діапазоні $\varepsilon = \pm 1,2 \times 10^{-3}$ відн. од. досить лінійні як при кімнатній температурі, так і при 77 К. КТЧ їх становить $K_{300\text{К}} \approx +67$, а при температурі рідкого азоту $K_{77\text{К}} \approx +125$, значення яких узгоджуються з даними [34, 370, 371].

Для того, щоб оцінити можливості роботи тензорезисторів на основі НК Ge p-типу провідності при низьких температурах, до температури рідкого гелію, нами також досліджувався також вплив деформації на їх характеристики в цьому інтервалі температур. Параметри досліджуваних НК Ge p-типу провідності, легованих галієм, наведено у розділі 1.6.1 (табл. 1.7).

Для створення одновісної деформації тензорезистори закріплювались на підкладках з матеріалів з різним КТР. Термічна деформація ε_T , яка при цьому діє на закріпленій тензорезистор, розраховувалась за формулою (1.11). Так, для тензорезисторів, закріплених на алюмінієвих підкладках, максимальна термічна деформація становить $\varepsilon_T = -4,4 \times 10^{-3}$ відн. од. при температурі 4,2 К, а при закріпленні на кварці $\varepsilon_T = +4,7 \times 10^{-3}$ відн. од. Приведені в розділі 2.3.2 температурні залежності питомого опору для недеформованих та деформованих НК Ge з концентрацією галію $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в інтервалі температур 4,2 ÷ 300 К на рис. 2.18. Як видно з цього рисунку, під дією одновісної деформації стиску питомий опір кристалів, концентрація домішки в яких відповідає безпосередній близькості до ПМД з металевого боку, при криогенних температурах сильно зростає (крива 2), що свідчить про «некласичну» поведінку п'єзоопору в таких зразках. Для таких тензорезисторів відносна зміна опору становить 2,66 при температурі 4,2 К, а поздовжній КТЧ досягає значення $K_{4,2\text{К}} = -600$.

Для НК Ge, концентрація галію в яких відповідає близькості до ПМД з діелектричного боку, ця тенденція виражена ще сильніше, при деформації стиску при температурі рідкого гелію їх КТЧ дорівнює -2400. У НК Ge, які знаходяться з діелектричного боку ПМД, зберігаються високі значення КТЧ при криогенних

температурах, проте сам опір цих зразків досягає значень у кількисот кілоом, що свідчить про недоцільність їх використання для виготовлення тензорезисторів.

Таблиця 7.1

Параметри низькотемпературних тензорезисторів на основі НК Ge з різною концентрацією носіїв заряду

Параметр	Ge n-типу $n = 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$	Ge p-типу $p = 8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$	Ge p-типу $p = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$
Діапазон деформацій, відн.од.	$\pm(1 \times 10^{-5} \dots 1 \times 10^{-3})$	$\pm(5 \times 10^{-5} \dots 5 \times 10^{-3})$	$\pm(5 \times 10^{-5} \dots 5 \times 10^{-3})$
Діапазон робочих температур, К	77 ... 100	4,2	4,2
КТЧ	-(1000 ... 1400)	-(400 ... 600)	-2400 (при 4,2К)
Номінальний опір, Ом	100 ... 500 (при 77 К)	50 ... 100 (при 4,2 К)	500 ... 1000 (при 4,2 К)

Отже, для роботи при низьких температурах найбільш придатними є тензорезистори на основі слабо легованих НК Ge n-типу провідності з концентрацією носіїв заряду $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ і Ge p-типу з концентрацією галію, що відповідає близькості до ПМД. Параметри таких тензорезисторів наведено в табл. 7.1. Для широкого діапазону температур $77 \div 300 \text{ К}$ найбільш придатними є тензорезистори на основі сильнолегованих НК Ge n-типу провідності, які характеризуються достатньо високим значенням КТЧ у цьому температурному інтервалі [372].

7.2.2. Тензорезистори на основі НК GaSb n- і p-типу провідності

НК антимоноіда галію вирощують за методом, описаним у розділі 1. Вирощені НК GaSb мають форму правильних трьохгранних призм, витягнутих вздовж кристалографічного напрямку [111], які мають діркову провідність, значення питомого опору цих кристалів знаходяться у межах $0,05 \div 0,15 \text{ Ом} \times \text{см}$, концентрація носіїв дорівнює $5 \times 10^{16} \div 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Легування цинком дає

можливість отримати НК GaSb р-типу провідності з різними значеннями питомого опору від 0,008 до 0,1 Ом×см. Для отримання GaSb n-типу провідності проводилось легування НК телуrom; при концентрації легуючої домішки телуру в ампулі більш, ніж 8×10^{15} ат/см³ у НК GaSb відбувається компенсація природних акцепторів і спостерігається перехід до n-типу провідності.

Для дослідження тензометричних характеристик відбирались НК антимоніда галію довжиною $4 \div 6$ мм з шириною грані $20 \div 40$ мкм і однорідним по довжині поперечним перерізом. Контакти до НК GaSb створювались зварюванням мікродроту з контактного матеріалу з кристалом методом, описаним у розділі 1.2.3. Для НК GaSb р-типу провідності використовувався золотий мікродріт діаметром 30 мкм, а для зразків n-типу – золотий мікродріт, легований занурюванням у розплав олова з додаванням 1% Те.

НК GaSb відомі своїми хорошими тензометричними характеристиками [373]. Тензометричні характеристики досліджувались нами у широкому діапазоні деформацій ($\varepsilon = \pm 1,2 \times 10^{-3}$ відн.од.) і температур $-100 \div +100$ °С. Дослідження проводились на НК GaSb n-типу з питомим опором $0,002 \div 0,048$ Ом×см і р-типу провідності з питомим опором $0,007 \div 0,15$ Ом×см. На рис. 7.6 наведені графіки залежності відносної зміни опору НК GaSb з різними значеннями питомого опору, закріплених на сталевих балках від деформації. Як видно з рисунка, деформаційні характеристики НК GaSb р-типу відрізняються кращою лінійністю у порівнянні зі зразками n-типу провідності.

Поздовжній КТЧ НК GaSb р-типу провідності дорівнює $K = + 26 \div 77,5$ для кристалів з питомим опором $0,007 \div 0,12$ Ом×см. Одержане значення $K = +61,4$ для зразків з $\rho = 0,08$ Ом×см добре узгоджується зі значенням поздовжнього еластоопору $m_{[111]} \approx +58,7$, розрахованим із даних по п'єзоопору для об'ємних монокристалів GaSb р-типу провідності з тим же питомим опором [374]. Поперечна тензочутливість НК GaSb не перевищує 2,6 % від значення поздовжнього КТЧ НК GaSb n-типу провідності з орієнтацією [111] відрізняються більшим значенням поздовжнього КТЧ, ніж кристали р-типу. Одержане значення $K = -105,5$ (при деформації розтягу $+1 \times 10^{-3}$ відн. од.) для НК GaSb n-типу провідності з питомим опором 0,0042 Ом×см добре

узгоджується зі значенням $m_{[111]} \approx -111$, розрахованим з експериментальних даних по п'єзоопору об'ємних монокристалів із $\rho = 0,004 \text{ Ом}\times\text{см}$ [375].

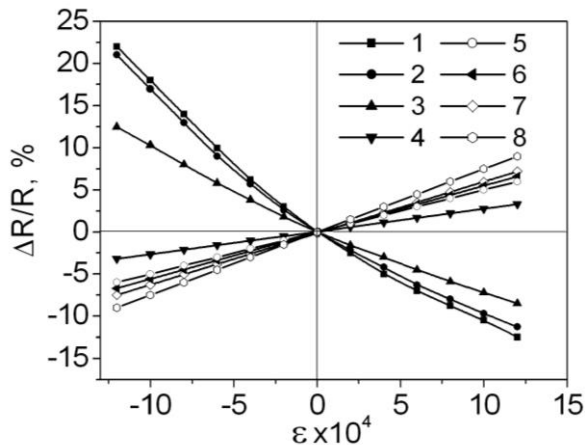


Рис. 7.6. Залежність відносної зміни опору НК GaSb при температурі 300 К:

- 1 – n-GaSb (Te), $\rho = 0,002 \text{ Ом}\times\text{см}$; 2 - n-GaSb (Te), $\rho = 0,0042 \text{ Ом}\times\text{см}$;
 3 - n-GaSb (Te), $\rho = 0,048 \text{ Ом}\times\text{см}$; 4 - p-GaSb (Zn), $\rho = 0,007 \text{ Ом}\times\text{см}$;
 5 - p-GaSb (Zn), $\rho = 0,016 \text{ Ом}\times\text{см}$; 6 - p-GaSb (Zn), $\rho = 0,056 \text{ Ом}\times\text{см}$;
 7 - p-GaSb (Zn), $\rho = 0,08 \text{ Ом}\times\text{см}$; 8 - p-GaSb (Zn), $\rho = 0,12 \text{ Ом}\times\text{см}$

Температурні залежності опору недеформованих НК GaSb досліджено в інтервалі температур $-180 \div +100 \text{ }^\circ\text{C}$. Для недеформованих НК GaSb n-типу провідності, легованих телуrom, з $\rho = 0,002 \div 0,004 \text{ Ом}\times\text{см}$ у цьому температурному інтервалі спостерігалось монотонне збільшення опору зразків із підвищенням температури (рис. 7.7).

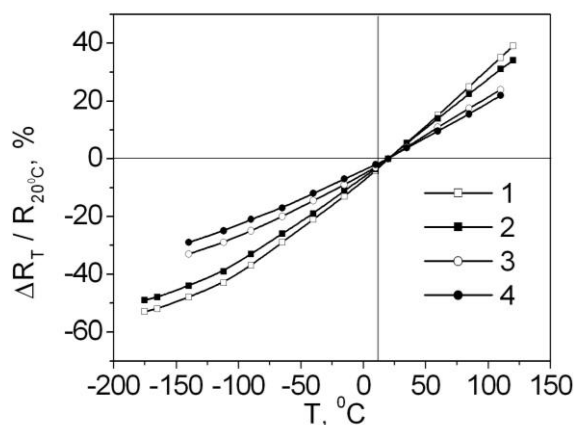


Рис. 7.7. Температурна залежність відносної зміни опору недеформованих (1, 2) і деформованих (на сталі) (3, 4) НК GaSb n-типу провідності з різним питомим опором ρ , Ом \times см: 1, 3 – 0,0038; 2, 4 – 0,0023

На кривих температурної залежності опору НК GaSb p-типу, легованих цинком або телуrom, в області низьких температур спостерігається мінімум, пов'язаний із переходом від одного механізму розсіяння носіїв заряду до іншого (рис. 7.8). Для сильнолегованих НК GaSb p-типу з $\rho = 0,007 \text{ Ом}\times\text{см}$ мінімум відсутній (рис. 7.8,а, крива 3).

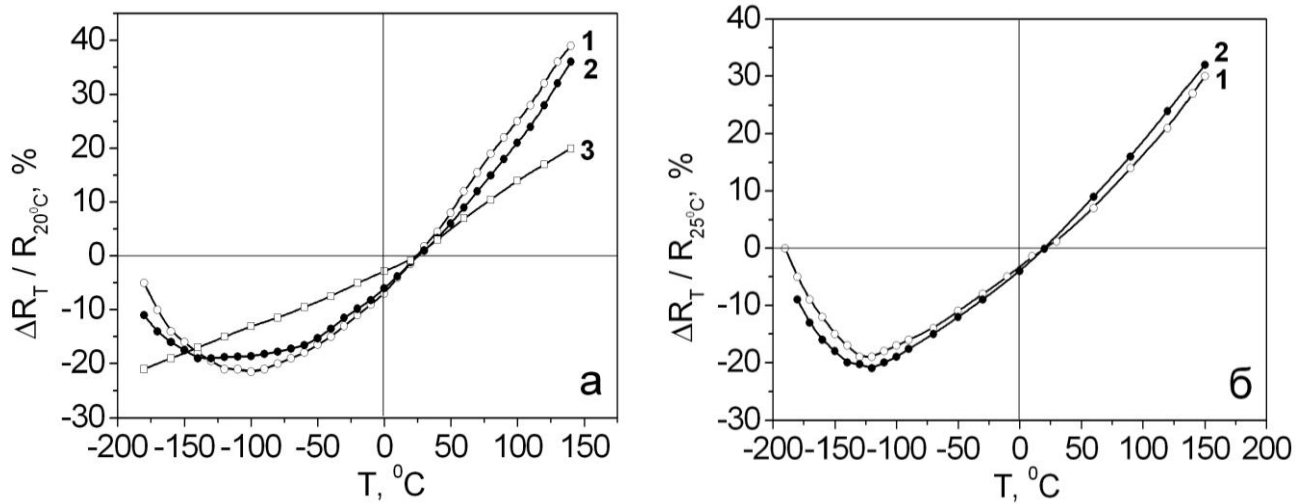


Рис. 7.8. Температурна залежність відносної зміни опору НК GaSb p-типу провідності з різними значеннями питомого опору: а) 1 – $0,033 \text{ Ом}\times\text{см}$; 2 – $0,0164 \text{ Ом}\times\text{см}$; 3 – $0,007 \text{ Ом}\times\text{см}$; б) 1 – $0,12 \text{ Ом}\times\text{см}$; 2 – $0,15 \text{ Ом}\times\text{см}$.

Після закріплення кристалів на сталі внаслідок різниці КТР матеріалів GaSb ($\alpha_{\text{GaSb}} = 6,3 \times 10^{-6} \text{ град}^{-1}$) і сталі, вони піддаються дії термічної деформації $\varepsilon_t < 0$, яка визначається за формулою (1.11). Така деформація приводить до зміни опору, а також температурної залежності опору НК GaSb, закріплених на сталь, у порівнянні з вільними (недеформованими) зразками. Як видно з рис. 7.7 для НК GaSb n-типу провідності, закріплених на сталі, температурна залежність опору є слабша, ніж для незакріплених кристалів (рис. 7.7), а в той час для кристалів p-типу – сильніша. ТКО НК GaSb n-типу провідності з $\rho = 0,002 \div 0,004 \text{ Ом}\times\text{см}$, закріплених на сталь, становить $+(0,22 \div 0,34) \% \times \text{град}^{-1}$. У діапазоні температур $-50 \div +100 \text{ °C}$ для НК GaSb p-типу, легованих цинком, з питомим опором $0,016 \div 0,033 \text{ Ом}\times\text{см}$ ТКО дорівнює $+(0,23 \div 0,24) \% \times \text{град}^{-1}$, а для кристалів, легованих телуrom, з $\rho = 0,12 \div 0,15 \text{ Ом}\times\text{см}$ ТКО не перевищує $+0,3 \% \times \text{град}^{-1}$.

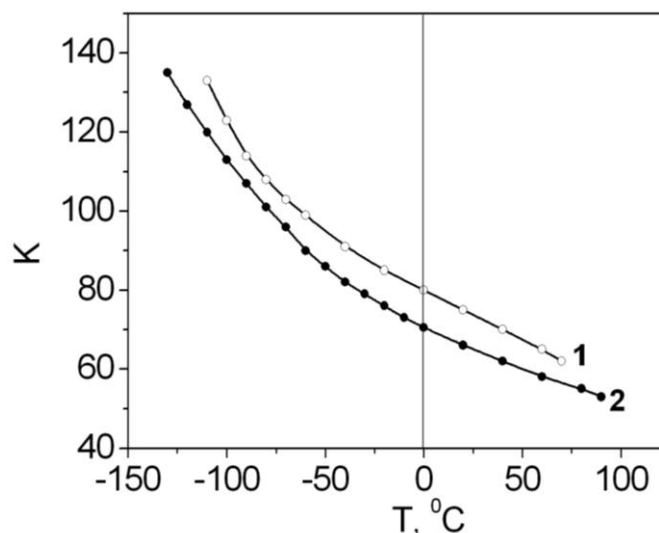


Рис. 7.9. Температурна залежність КТЧ, НК GaSb р-типу провідності, закріплених на сталь з різним питомим опором: 1 – 0,12 Ом×см; 2 – 0,15 Ом×см.

Для НК GaSb р-типу провідності спостерігається зменшення тензочутливості з підвищенням температури в діапазоні $-140 \div +100$ °C, при цьому для кристалів із питомим опором $0,09 \div 0,12$ Ом×см зміна КТЧ з температурою відбувається за законом $1/T$ (рис. 7.9). Однак зі збільшенням концентрації носіїв заряду в НК GaSb n-типу провідності, легованих телуром, температурна залежність КТЧ зменшується. НК GaSb р-типу, леговані цинком, з питомим опором $0,02 \div 0,08$ Ом×см мають меншу залежність КТЧ від температури. Необхідно відзначити, що у діапазоні температур $-140 \div +70$ °C НК GaSb р-типу зберігають лінійність своїх градууювальних (деформаційних) характеристик до деформацій $\pm 1 \times 10^{-3}$ відн. од., що є важливим для напівпровідникових тензорезисторів.

На відміну від НК GaSb р-типу провідності, НК GaSb n-типу, закріплені на сталевій балці, мають зовсім інший характер температурної залежності КТЧ (рис. 7.10). В області низьких температур для цих кристалів спостерігається зменшення КТЧ зі зниженням температури, що добре узгоджується з одержаною експериментально температурною залежністю поздовжнього п'єзоопору $\pi_{[111]}$ [376].

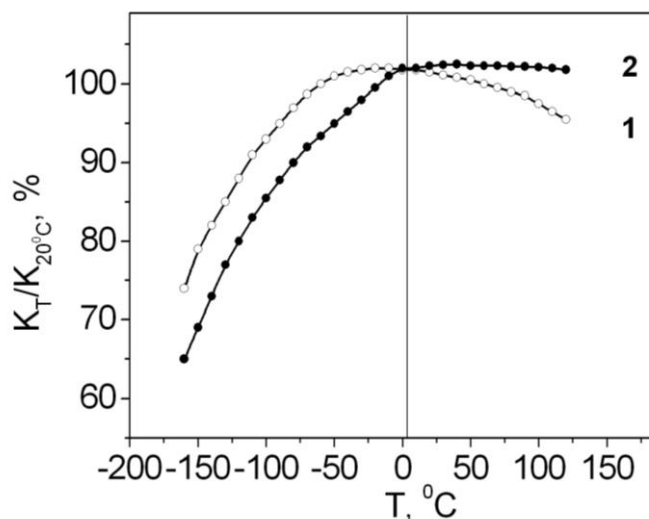


Рис. 7.10. Температурна залежність КТЧ НК GaSb n-типу провідності з різним питомим опором, закріплених на сталь: 1 – 0,0023 Ом×см, $K_{20^{\circ}C} = -98$; 2 – 0,0038 Ом×см, $K_{20^{\circ}C} = -104,4$

Таблиця 7.2

Параметри тензорезисторів на основі НК GaSb

Параметр тензорезистора на основі НК GaSb	Провідності	
	n-типу	p-типу
Питомий опір, Ом×см	0,002 ÷ 0,004	0,03 ÷ 0,07
Номинальний опір при 20 ⁰ С, Ом	50 ÷ 120	200 ÷ 600
КТЧ при 20 ⁰ С	-97 ÷ -110	+50 ÷ +60
ТКО незакріплених тензорезисторів, %×град ⁻¹	+0,33 ÷ -0,38 (при -150 ÷ +80 ⁰ С)	+0,33 ÷ -0,38 (при -50 ÷ +100 ⁰ С)
КТЧ, %×град ⁻¹	+0,02 (при -100 ÷ +100 ⁰ С)	-0,18 - 0,20) (при -120 ÷ +100 ⁰ С)
Робочий діапазон температур, ⁰ С	-160 ÷ +100	-160 ÷ +100
Діапазон деформацій, відн. од.	±(1×10 ⁻⁵ ÷ 1×10 ⁻³)	±(1×10 ⁻⁵ ÷ 1×10 ⁻³)
Максимальна температура, ⁰ С	+100	+100
Розміри, мм	(0,02 ÷ 0,04)×(0,02 ÷ 0,04)×(4 ÷ 6)	

Випробування НК GaSb у динамічному режимі з частотою від 50 до 100 Гц при деформації $\varepsilon = 5 \times 10^{-4}$ відн. од. показали, що вони витримують не менше, ніж

10^6 циклів знакозмінної деформації; при цьому зміни значення їх опору і КТЧ були у межах похибки експеримента. Окрім того, НК GaSb мають велику механічну міцність і витримують деформації порядку $(6 \div 7) \times 10^{-3}$ відн. од. Параметри, розроблених нами тензорезисторів на основі цих кристалів наведено у табл. 7.2.

Отже, досліджувані нами НК GaSb n- і p-типу провідності з орієнтацією [111] мають високу тензочутливість, дієздатні в широкому інтервалі температур $(-160 \div +100)$ °C і можуть використовуватись як чутливі елементи напівпровідникових тензорезисторів.

7.3. Датчики гідростатичного тиску на основі НК GaSb

7.3.1. Вплив гідростатичного тиску на характеристики НК GaSb n-типу провідності

Дослідження напівпровідників під впливом гідростатичних тисків почали інтенсивно проводитись в 60-х роках [377]. Метою цих досліджень було з'ясування зонної структури напівпровідників, зокрема, положення мінімумів зони провідності та інші параметри. Так, дослідження Сагара [375, 378] та Кейса і Поллака [379] по впливу гідростатичного тиску на електричний опір, коефіцієнт Холла і п'єзоопір кристалів GaSb n-типу, легованих телуrom, дозволило вперше з'ясувати характер мінімумів (111) зони провідності GaSb.

В антимоніді галію мінімуми зони провідності Γ_1 і L_1 настільки близькі, що вже навіть при атмосферному тиску внесок в провідність можуть вносити обидва типа мінімумів. При атмосферному тиску більшість електронів зони провідності знаходяться у мінімумі (000). Коли тиск зростає, цей мінімум віддаляється від валентної зони, і деякі електрони переходять у мінімум (111). Тоді провідність залежить від середньої рухливості електронів у двох типах мінімумів і дуже чутлива до гідростатичного тиску. Якщо тиск продовжує зростати, електрони повністю зникають з мінімумів (111), але тепер деякі з них переходять у мінімуми (100), які зі збільшенням тиску наближаються до валентної зони. При дуже високих тисках мінімуми (100) стають найнижчими.

Усі вищезгадані дослідження носили, як ми вже відмічали, чисто фізичний характер, але оскільки при гідростатичних тисках до 8 кбар (8 МПа) була виявлена досить висока чутливість електричного опору кристалів GaSb до тиску, виникла ідея виявити можливості використання цього ефекту для створення чутливих п'єзорезистивних сенсорів для вимірювання великих тисків.

Для досліджень були відібрані НК GaSb n-типу провідності, леговані телуrom. Кристали мали форму тригранних призм, витягнутих вздовж напрямку [111], і вирощувались методом хімічних газотранспортних реакцій. Розміри кристалів становили: довжина – до 3 мм, ширина – 60 ÷ 100 мкм. Досліджувані НК мали питомий опір від 0,001 до 0,005 Ом·см. Контакти до цих НК створювались методом дугового зварювання золотого мікродроту з кристалом.

Вимірювання впливу гідростатичного тиску на електричний опір вирощених НК n-GaSb, легованих телуrom, здійснювались на установці Інституту фізики Познанської політехніки, Польща. Дослідження проводились при кімнатній температурі при гідростатичному тиску до 10 кбар (1000 МПа). Досліджувані зразки розміщалися в сосуді високого тиску, заповненого спеціальною рідиною (маслом), яке передає тиск на НК. Величина тиску, який подавався в сосуд, визначалась за допомогою спеціального манганінового датчика тиску.

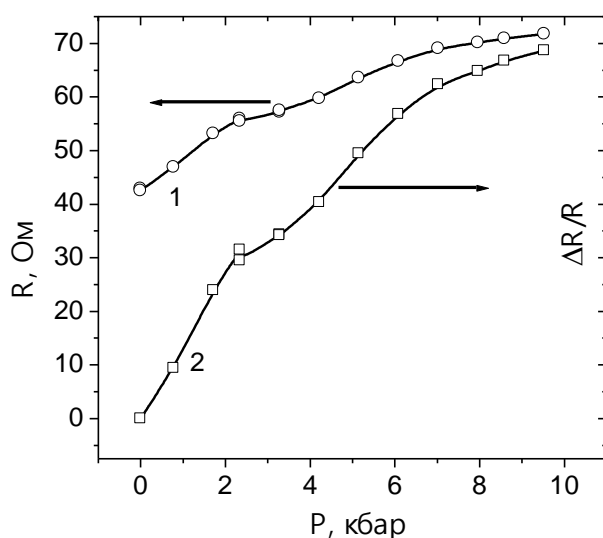


Рис. 7.11. Залежність опору (1) та відносної зміни опору (2) НК GaSb ($\rho \approx 0,001 \text{ Ом} \times \text{см}$) від гідростатичного тиску.

Вимірювалась залежність електричного опору НК GaSb від гідростатичного тиску. Результати вимірювань для 2-х зразків наведено на рис. 7.11, 7.12. Результати експериментальних досліджень подані у вигляді залежностей опору від тиску $R = f(P)$ та відносної зміни опору $\frac{\Delta R(P)}{R_0} = f(P)$.

Якщо проаналізувати одержані залежності електричного опору НК GaSb n-типу провідності, легованих телуром, (див. рис. 7.11, 7.12), то вони мають подібний характер. Спочатку в діапазоні тисків $0 \div 3$ кбар спостерігається більш сильна залежність опору від тиску, а при подальшому зростанні тиску до 10 кбар (1000 МПа) і більше ця залежність стає більш слабкою. Ця початкова ділянка кривої до 3 кбар (300 МПа) є більш лінійною, її можна використати для створення сенсорів тиску на основі НК GaSb. Значення коефіцієнта гідростатичного тиску K_T розраховані за формулою:

$$K_T = \frac{1}{P} \cdot \frac{R(P) - R_0}{R_0}, \quad (7.7)$$

де P – тиск (в барах); $R(P)$ – значення опору зразка при тиску P ; R_0 – значення опору, коли $P = 0$;

Для НК GaSb із $\rho \approx 0,01$ Ом \times см значення коефіцієнта гідростатичного тиску становлять $K_T = 12,6 \times 10^{-5}$ бар $^{-1}$ в діапазоні $P = 0 \div 2,34$ бар ($0 \div 234$ МПа), а для зразків із $\rho \approx 0,004$ Ом \times см – $K_T = 16,4 \times 10^{-5}$ бар $^{-1}$ в діапазоні $P = 0 \div 3,24$ бар ($0 \div 324$ МПа).

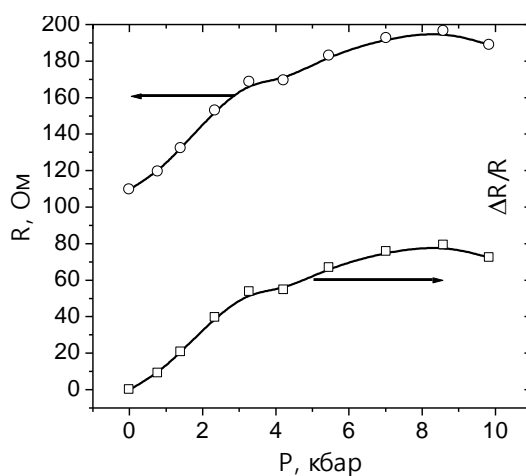


Рис. 7.12. Залежність опору (1) та відносної зміни опору (2) для НК GaSb із $\rho \approx 0,004$ Ом \times см від гідростатичного тиску.

Таким чином, спостерігається досить чітка залежність величини коефіцієнту гідростатичного тиску від питомого опору досліджених НК GaSb: зі збільшенням питомого опору коефіцієнт гідростатичного тиску збільшується, тобто більш високоомні НК GaSb, леговані телуrom є більш чутливими до гідростатичного тиску. Одержані значення коефіцієнта гідростатичного тиску K_T для досліджених зразків добре узгоджуються з літературними даними, зокрема в роботах Сагара [375] наведені такі значення K_T для НК GaSb, легованих телуrom: при кімнатній температурі $K_T = 10,7 \times 10^{-5} \text{ бар}^{-1}$ для зразка з $\sigma = 830 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ ($\rho \approx 0,001 \text{ Ом}\times\text{см}$) і $K_T = 16,8 \times 10^{-5} \text{ бар}^{-1}$ для зразка з $\sigma = 260 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ ($\rho \approx 0,004 \text{ Ом}\times\text{см}$).

Проведені дослідження показують можливість використання вирощених НК GaSb, легованих телуrom, для створення на їх основі п'єзорезистивних сенсорів тиску. Чутливість таких сенсорів може бути досить висока, тому що опір чутливого елемента на основі НК GaSb змінюються до $18 \div 20 \%$ на 1 кбар. Конструкція такого сенсора може являти собою капсулу, заповнену відповідною рідиною, наприклад, касторовим маслом (як в грузопоршневих манометрах), в яку занурений НК GaSb з двома струмовиводами, які через гермовводи виводяться зовні капсули. Тиск передається за допомогою тонкої мембрани, яка встановлюється у торці капсули; мембрана може бути як металевою, так і фторопластовою або з іншого матеріалу, оскільки вона виконує функцію роздільної мембрани.

Таким чином, використання НК GaSb n-типу провідності чутливих до гідростатичного тиску дасть можливість створити високочутливі сенсори спрощеної конструкції для вимірювання великих тисків у кілька кілобар.

7.3.2. Характеристики датчиків гідростатичного тиску з тензорезисторами на основі НК GaSb

Для вимірювання значних тисків, значення яких досягає сотень мегапаскаль, доцільно використовувати датчики гідростатичного тиску, які не вимагають створення складної конструкції з пружних елементів, оскільки тиск через рідину передається безпосередньо на чутливий елемент датчика.

Аналіз літературних даних щодо впливу гідростатичного тиску на опір напівпровідників показав, що з вищерозглянутих напівпровідникових матеріалів, а саме Si, Ge та сполук АЗВ5, зокрема тонких шарів InSb [380-383], найбільшою чутливістю до гідростатичного тиску характеризуються InSb і GaSb.

Дослідження впливу гідростатичного тиску НК GaSb n-типу провідності, легованих телуrom і селеном, проводились у спеціально сконструйованому товстостінному циліндрі (1) з поршнем (2), виготовленим із сталі високої міцності. Тиск (до 5000 кгс/см²) в робочому об'ємі створювався за допомогою установки високого тиску типу УВС-15000.

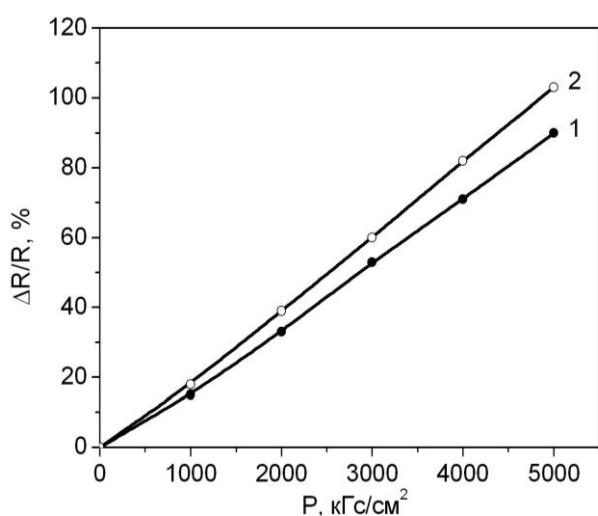


Рис. 7.13. Залежність відносної зміни опору НК GaSb від гідростатичного тиску для зразків, легованих:

1 – телуrom; 2 – селеном

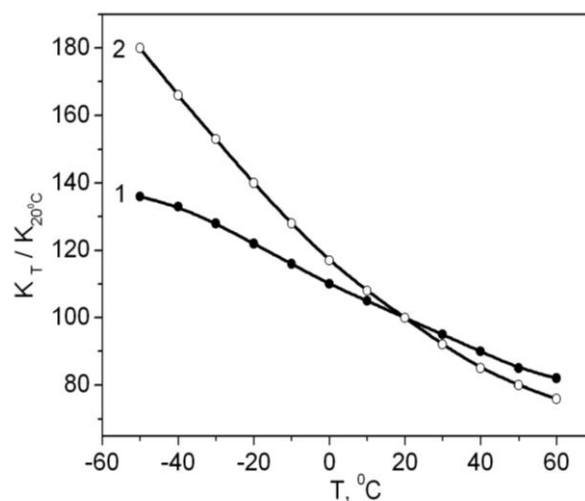


Рис. 7.14. Температурна залежність коефіцієнта гідростатичного тиску НК GaSb, легованих:

1 – телуrom; 2 – селеном

На рис. 7.13 наведено залежності відносної зміни опору від значення гідростатичного тиску за кімнатної температури для НК GaSb n-типу провідності, легованих телуrom (крива 1) і селеном (крива 2). З градувальних характеристик випливає, що залежність відносної зміни опору в незначній мірі відрізняється від лінійної в діапазоні тисків до 2000 кгс/см² і є лінійною при більш високих тисках. Значення коефіцієнта гідростатичного тиску, визначеного з цих характеристик становить $6,5 \times 10^{-5} (\text{кгс/см}^2)^{-1}$ для НК GaSb, легованих телуrom, а для легованих селеном $-20 \times 10^{-5} (\text{кгс/см}^2)^{-1}$. Отже, чутливі елементи на основі НК GaSb n-типу

провідності, леговані селеном, мають більшу чутливість до гідростатичного тиску відносно таких же елементів, легованих телуrom [384].

З результатів проведених досліджень температурної залежності коефіцієнта гідростатичного тиску в діапазоні температур ± 60 °C видно, що чутливість НК GaSb n-типу провідності зменшується з підвищенням температури (рис. 7.14). Температурний коефіцієнт чутливості для кристалів, легованих телуrom, становить $0,4 \div 0,5$ % \times град $^{-1}$. Проте варто зауважити, що для НК GaSb, легованих селеном, спостерігається сильніша залежність коефіцієнта гідростатичного тиску від температури [385].

На рис. 7.15 наведено температурні залежності відносної зміни опору НК GaSb n-типу провідності в діапазоні температур ± 60 °C, з яких видно, що кристали леговані селеном мають більш слабку залежність опору від температури $0,3 \div 0,41$ % \times град $^{-1}$, ніж НК, леговані телуrom, для яких ТКО досить великий і становить близько $0,5 \div 0,7$ % \times град $^{-1}$.

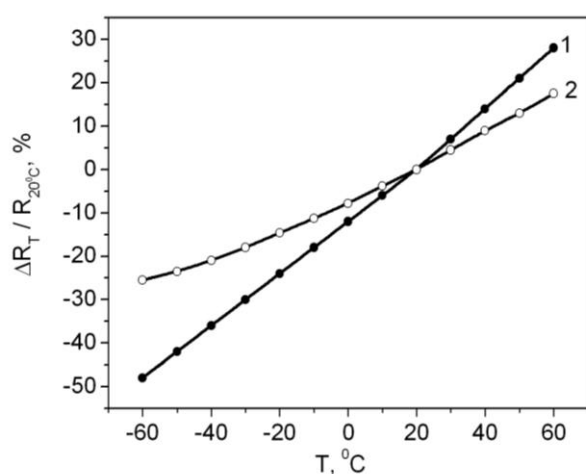


Рис. 7.15. Температурна залежність відносної зміни опору чутливих елементів датчиків гідростатичного тиску на основі НК GaSb, легованих:
1 – телуrom; 2 – селеном

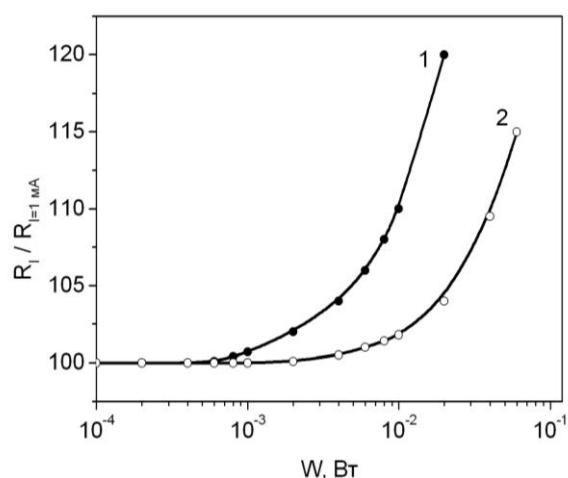


Рис. 7.16. Залежність зміни опору НК GaSb від розсіюваної потужності в різних середовищах:
1 – повітря; 2 – технічна олія

Опір чутливих елементів з НК GaSb n-типу провідності в значній мірі залежить від значення струму, який протікає через кристал, тобто від потужності,

що розсіюється на чутливому елементі (рис. 7.16). Підвищення опору, зумовлене саморозігрівом чутливих елементів, для кристалів, що знаходяться в повітряному середовищі починається при потужності розсіювання порядку 1×10^{-3} Вт, а в рідкому середовищі – 1×10^{-2} Вт. Це обмежує значення робочих струмів через чутливий елемент до ~ 3 мА і 10 мА відповідно, якщо опір кристалів не перевищує 100 Ом [385].

Для створення датчиків гідростатичного тиску з чутливими елементами на основі антимоніда галію розроблено кілька варіантів конструкцій, одну з яких наведено на рис. 7.17 [384, 385].

Конструкція датчика гідростатичного тиску являє собою металевий корпус (1), крізь тіло якого проходить ізольований герметичний струмовідвід (2). Для захисту чутливого елемента на основі НК GaSb (3) використовується захисний ковпачок (4), виготовлений з тефлону.

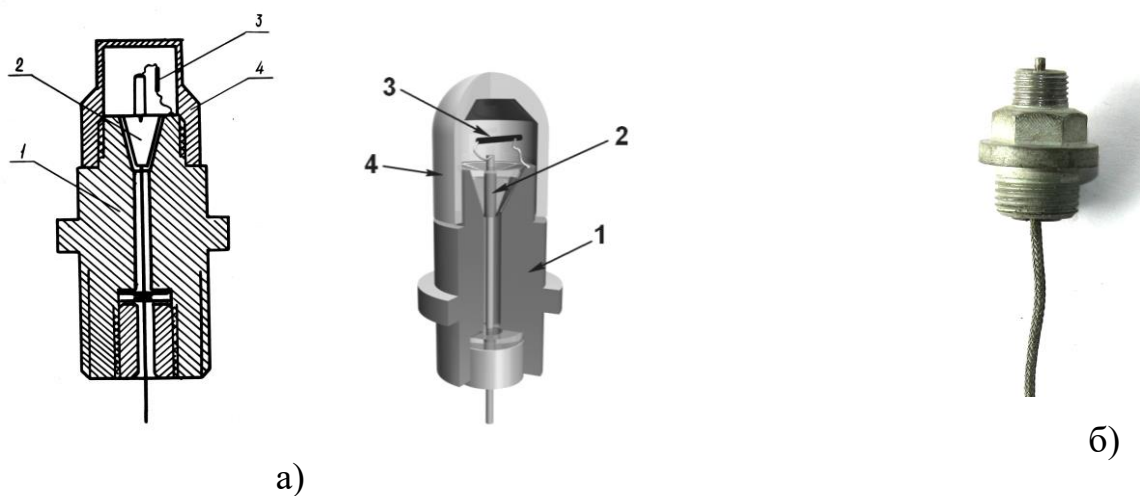


Рис. 7.17. Конструкція (а) і зовнішній вигляд (б) датчика гідростатичного тиску: 1 – корпус; 2 – герметичний струмовідвід; 3 – чутливий елемент на основі НК GaSb; 4 – захисний ковпачок [386]

Результати градуювання датчика наведено на рис. 7.18. Вимірювання проводились при значенні струму через чутливий елемент 1 мА. З наведених графіків випливає, що схеми перетворення зміни опору у вихідний сигнал датчиків, залежно від умов експлуатації, вимагають забезпечення термокомпенсації характеристик опору і тензочутливості [384].

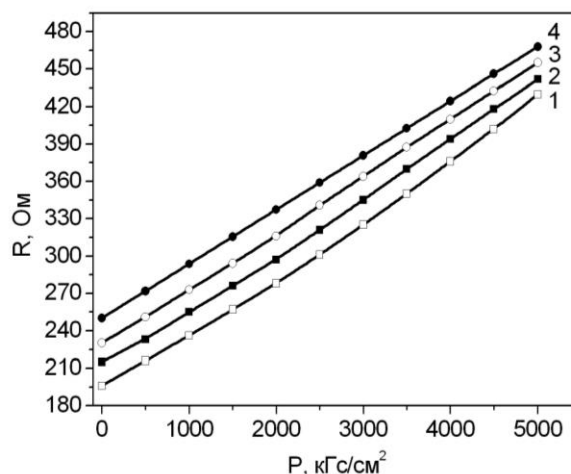


Рис. 7.18. Залежність опору чутливого елемента датчика гідростатичного тиску при певних фіксованих температурах, $^{\circ}\text{C}$: 1 – 0; 2 – 20; 3 – 40; 4 – 60.

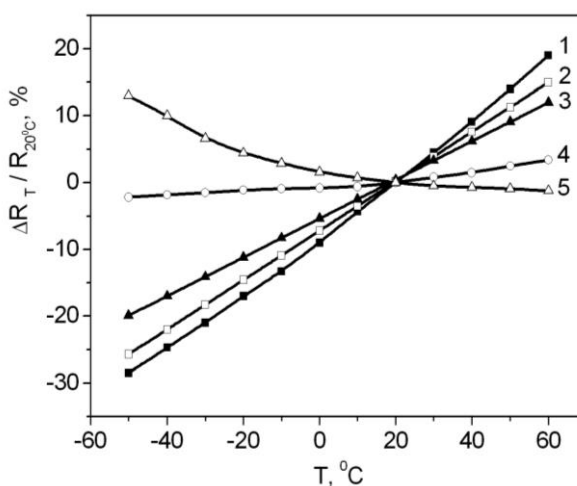


Рис. 7.19. Залежність відносної зміни опору чутливого елемента датчика гідростатичного тиску на онові НК GaSb n-типу, закріплених на підкладках з різних матеріалів: 1 – без підкладки; 2 – сталь; 3 – нікель; 4 – мідь; 5 – дюралюміній

Для зменшення температурної залежності опору датчиків гідростатичного тиску досліджувалася можливість технологічно покращити ці характеристики шляхом закріплення чутливих елементів НК GaSb на підкладки матеріалів із різним КТР. Використовувалися підкладки зі сталі ($\text{КТР} = 12 \times 10^{-6} \text{ град.}^{-1}$), нікелю ($\text{КТР} = 13 \times 10^{-6} \text{ град.}^{-1}$), міді ($\text{КТР} = 16,7 \times 10^{-6} \text{ град.}^{-1}$) і дюралюмінію ($\text{КТР} = 23 \times 10^{-6} \text{ град.}^{-1}$). На рис. 7.19 наведено температурні залежності відносної зміни опору чутливих елементів датчиків тиску, як вільних, так і закріплених на

металевих підкладках. З порівняння наведених залежностей видно, що закріплення НК GaSb на матеріали з КТР, якій відрізняється від КТР чутливого елемента, змінює значення і навіть знак ТКО (на підкладці з дюралюмінію).

Найменший ТКО отримано при закріпленні чутливого елемента на мідну підкладку. У цьому разі значення ТКО $0,4 \times 10^{-6} \% \times \text{град.}^{-1}$ зменшується до $0,4 \times 10^{-7} \% \times \text{град.}^{-1}$. Отже, температурна залежність опору, і відповідно температурна похибка датчиків гідростатичного тиску може бути значно зменшена завдяки закріпленню НК GaSb на підкладки матеріалів із КТР більшим, ніж в GaSb [385].

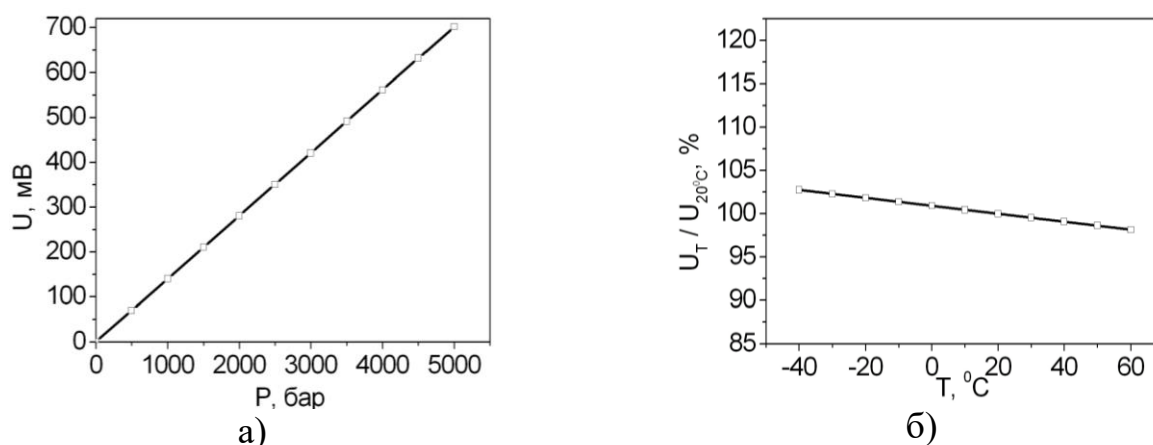


Рис. 7.20. Вихідний сигнал датчика гідростатичного тиску (а) та його температурна залежність (б)

Для більш повної компенсації температурних похибок додатково використовується датчик температури на основі НК Si р-типу провідності [38], який нечутливий до гідростатичного тиску і розміщений у безпосередній близькості до НК GaSb. Однак, з огляду на те, що опір чутливого елемента при максимальному тиску змінюється більш ніж в 2 рази, при ввімкненні його у мостову схему, залежність вихідного сигналу від тиску має нелінійний характер. (рис. 7.20) [385].

На основі проведених досліджень можна оцінити перспективність датчиків гідростатичного тиску на основі НК антимоніда галію n-типу провідності. Для вимірювання високих тисків такі датчики мають певні переваги в порівнянні з датчиками тиску з напівпровідниковими тензорезисторами, закріпленими на пружних елементах [387-389]:

- суттєве спрощення конструкції датчика за рахунок відсутності пружних елементів і необхідності кріплення на них тензорезисторів;
- висока чутливість до тиску (зміна опору $\sim (18 \div 20) \%$ на 1000 бар), яка є постійною в широкому діапазоні високих тисків;
- поліпшення метрологічних характеристик датчика за рахунок відсутності гістерезису, обумовленого недосконалістю механічних властивостей пружних елементів і сполучного для кріплення тензорезисторів на пружних елементах датчика.
- слід зазначити, що розроблений нами датчик тиску за своїми параметрами (чутливість, діапазон вимірюваних тисків) не поступається датчикам всебічного тиску на основі твердих розчинів GaSb і алюмінію [388], а технологія його виготовлення значно простіше, ніж датчика, описаного в роботі [387].

Розроблений датчик може знайти застосування для вимірювання високих і екстремально високих тисків робочих рідин гідравлічних систем, для дослідження процесів з високим тиском в хімічній і нафтохімічній промисловості, вимірюванні тиску бурового розчину та ін [386].

7.4. Деформаційно-стимульовані ефекти в НК InSb при криогенних температурах для сенсорної електроніки

Метою вивчення впливу деформаційно-стимульованих ефектів на магнітотранспортні характеристики НК InSb при криогенних температурах в сильних магнітних полях до 10 Тл, зокрема на польові залежності поперечного магнітопору, є з'ясування можливостей застосування цих зразків у сенсорах магнітного поля з магніторезистивним принципом дії, працездатних у складних умовах експлуатації.

Для оцінки можливості застосування НК InSb в сенсорах механічних величин була застосована методика деформування зразків внаслідок різниці коефіцієнтів лінійного розширення кристалу та підкладки на який закріплено зразок (розділ 1) [3]. Експериментальні дослідження НК InSb за температур

4,2 ÷ 300 К в сильних магнітних полях до 10 Тл були спрямовані на вивчення впливу деформації на поперечний МО зразків. Так, на рис. 7.21 зображено температурну залежність опору НК при температурах 4,2 ÷ 300 К під дією одновісної деформації стиску $-3,8 \times 10^{-3}$ відн.од.

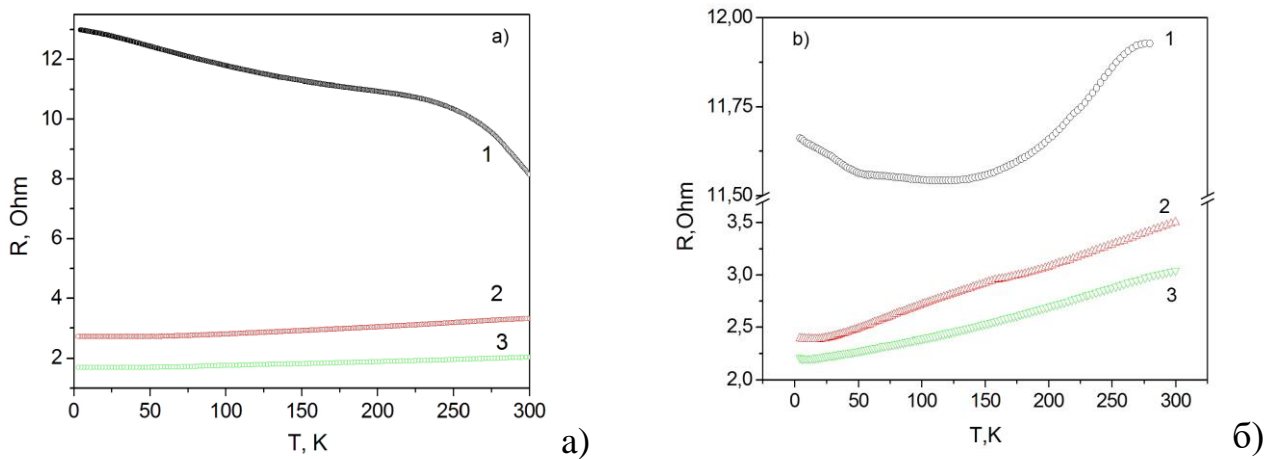


Рис. 7.21. Температурні залежності опору а) недеформованих мікрокристалів InSb і б) під дією деформації стиску $-3,8 \times 10^{-3}$ відн. од. для зразків із концентрацією легуючої домішки: 1 – 6×10^{16} см^{-3} (діелектричний бік ПМД); 2 – 2×10^{17} см^{-3} (ПМД); 3 – 6×10^{17} см^{-3} (металевий бік ПМД)

Попередні дослідження [3, 390] для вільних (недеформованих) НК InSb дозволили оцінити КТЧ (GF) за низьких температур, який можна визначити за співвідношенням:

$$GF = (R - R_0) / (R_0 \times \varepsilon), \quad (7.8)$$

де R_0 – опір недеформованого (вільного) кристала, R – опір деформованого кристала, ε – одновісна деформація, яка діє на кристал.

На рис. 7.22 наведено розраховані з експериментальних даних температурні залежності КТЧ для цих кристалів. Для сильнолегованих кристалів (рис. 7.21) в усьому досліджуваному температурному інтервалі характерний типовий металевий хід температурної залежності опору. П'єзоопір цих кристалів має класичний (сміттівський) характер [3]: під дією деформації стиску їх опір зменшується (рис. 7.22,а) Значення КТЧ при температурах рідкого гелію становлять $GF_{4,2K} \approx 70$ для НК InSb з концентрацією 2×10^{17} см^{-3} та $GF_{4,2K} \approx 40$ – для 6×10^{17} см^{-3} при $\varepsilon = -3,8 \times 10^{-3}$ відн. од. Тоді як для НК InSb з концентрацією 6×10^{16} см^{-3} КТЧ проявляє нетипові властивості. Абсолютне значення КТЧ при

температурах рідкого гелію сягає $GF \approx 350$, що можна пояснити наближенням концентрації носіїв заряду до фазового переходу метал-діелектрик з діелектричного боку. Очевидно це пов'язано зі зменшеним ансамблем носіїв заряду за низьких температур, де присутнє виморожування носіїв, а їх транспорт, ймовірно, пов'язаний із сильною спін-орбітальною взаємодією носіїв заряду [390, 391]. Дослідження поведінки МО за низьких температур є додатковим інструментом, що можна використати для розуміння процесів, що перебігають у кристалах при низьких температурах.

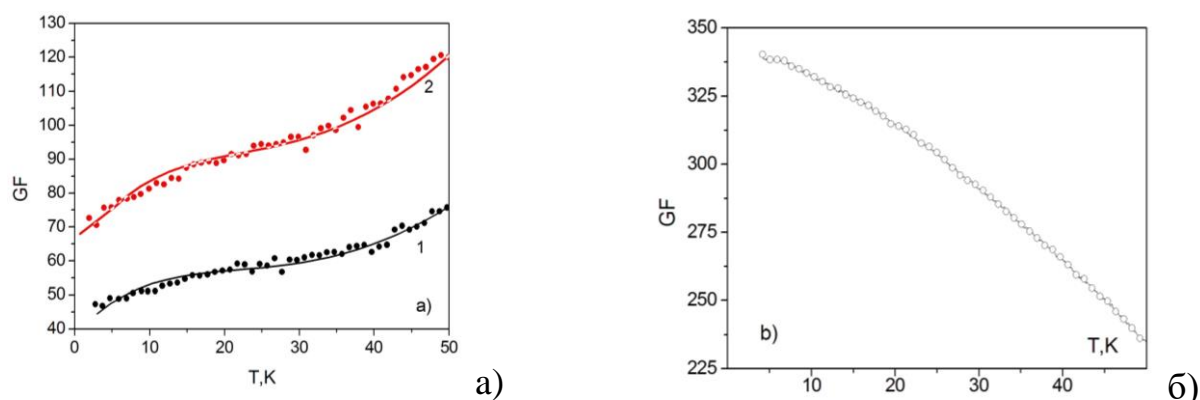


Рис. 7.22. Температурна залежність КТЧ НК InSb, см^{-3} : а) 1 – 2×10^{17} ; 2 – 6×10^{17} ; б) 6×10^{16}

Результати експериментальних досліджень поперечного МО для деформованих НК InSb з концентрацією носіїв заряду $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, що відповідає фазовому ПМД з діелектричного боку зображено на рис. 7.23.

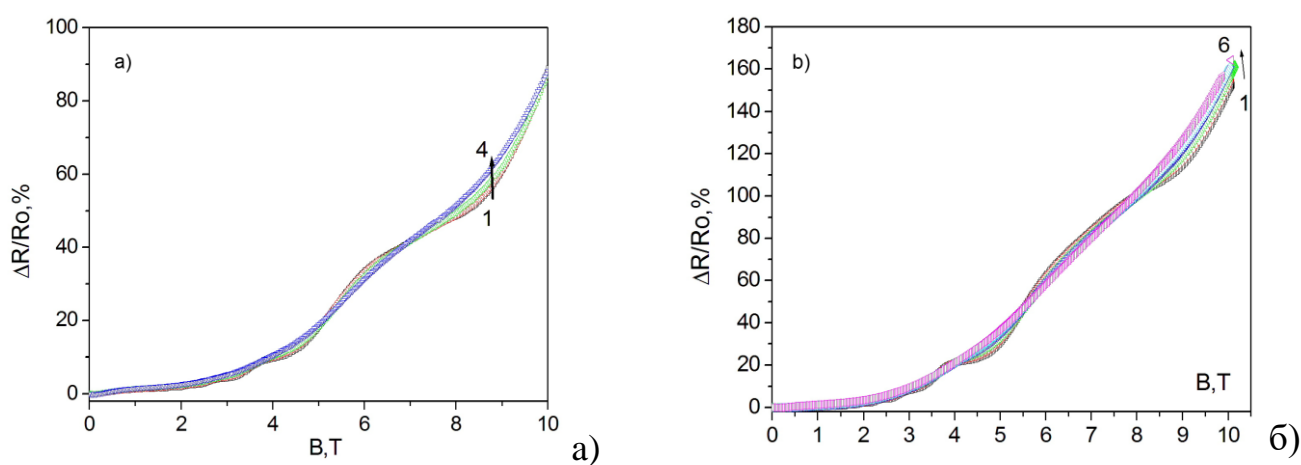


Рис. 7.23. Польові залежності поперечного МО в а) недеформованих і б) деформованих НК InSb із концентрацією олова $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температурах $4,2 \div 70 \text{ К}$

Як видно з рисунку вплив деформації на властивості кристалів приводить зміни механізмів провідності, а, відтак, це відображається в аномальній поведінці КТЧ. Так, як і в повздовжнього МО в кристалах InSb за низьких температур у поперечному МО починають проявлятися осциляції Шубнікова – де Гааза.

Для деформованих НК InSb, концентрація носіїв заряду в яких рівна $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідає фазовому переходу метал-діелектрик з металевого боку помічено (рис. 7.24) значне зростання МО, що сягає 250 %. Ймовірною причиною зростання МО в таких кристалах є, очевидно, вивільнення “виморожених” надлишкових носіїв заряду за рахунок збільшення їх середнього значення по кристалу, а, відтак, і збільшення середньої рухливості. Це приводить до лінеаризації характеристик і зменшення ТКО НК InSb в інтервалі $4,2 \div 70 \text{ К}$.

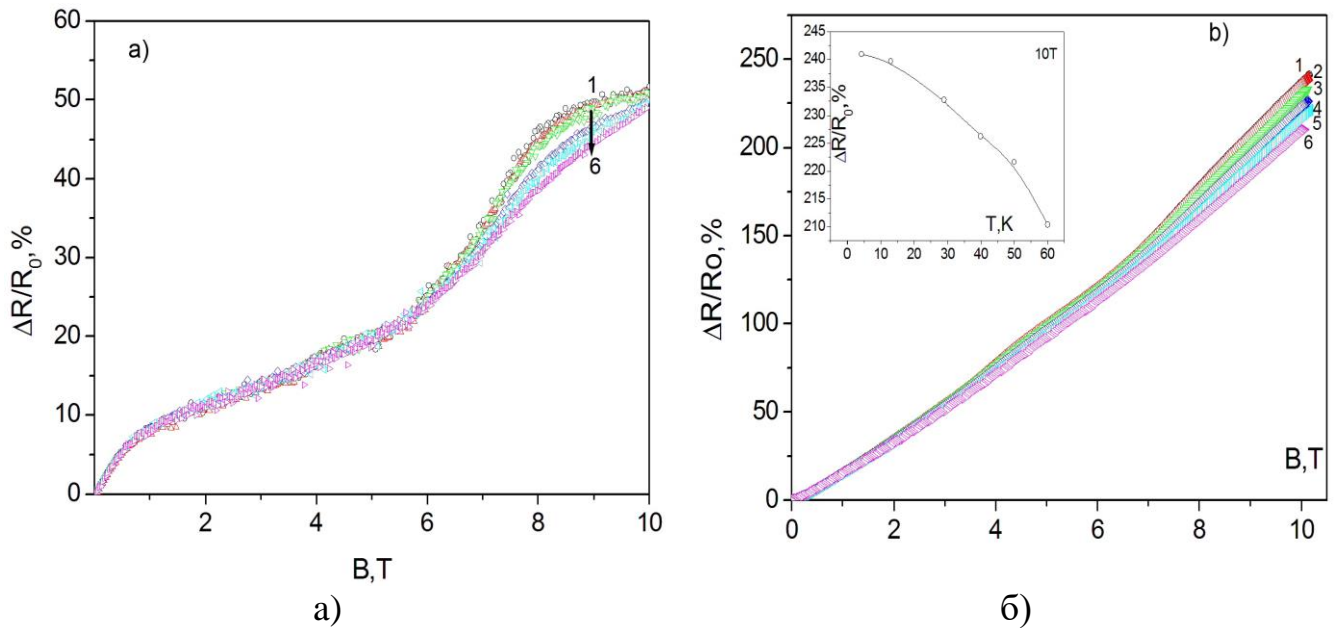


Рис. 7.24. Польові залежності поперечного МО в а) недеформованих і б) деформованих НК InSb із концентрацією олова $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурах $4,2 \div 70 \text{ К}$ (криві 1 – 6).

Натомість для деформованих НК InSb, концентрація носіїв заряду в яких рівна $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, яка відповідає фазовому ПМД також помічено (рис. 7.25) гігантський МО і значне зростання його значення, що сягає 720 %, однак з меншими значеннями ТКО для температур $4,2 \div 70 \text{ К}$, що збільшує чутливість до магнітного поля.

Натомість для деформованих мікрокристалів InSb, концентрація носіїв заряду в яких рівна $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, яка відповідає фазовому ПМД також помічено (рис. 7.25) гігантський МО і значне зростання його значення, що сягає 720 %, однак з меншими значеннями ТКО для температур $4,2 \div 70 \text{ К}$, що збільшує чутливість до магнітного поля.

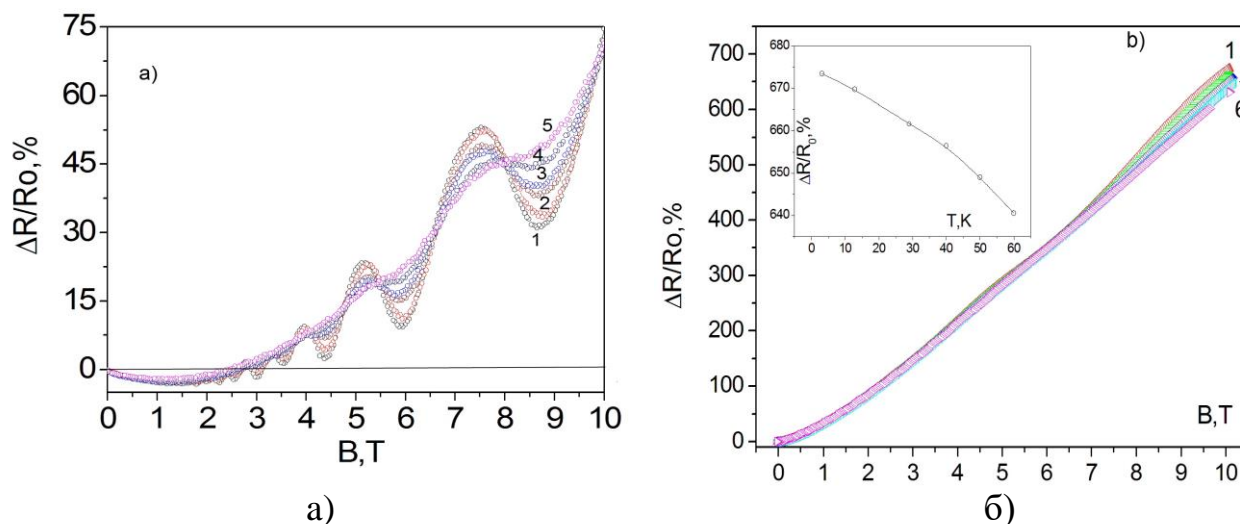


Рис. 7.25. Польові залежності поперечного МО в а) недеформованих і б) деформованих НК InSb з концентрацією олова $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температурах $4,2 \div 70 \text{ К}$.

В результаті проведених досліджень впливу деформації та магнітного поля на НК InSb з концентрацією носіїв заряду від $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ виявлено ряд ефектів, що можуть бути покладені в основу роботи п'єзорезистивних сенсорів та сенсорів магнітного поля з магніторезистивним принципом дії. Вигляд типового розробленого сенсора фізичних величин зображено на рис. 7.26.

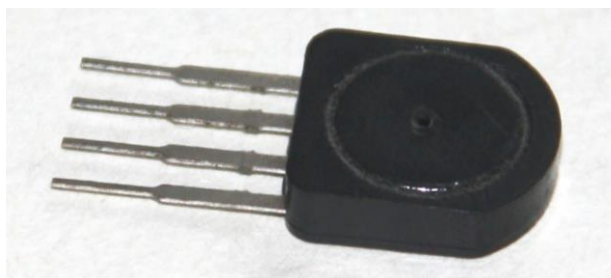


Рис. 7.26. Типовий вигляд сенсора фізичних величин на основі НК InSb

Визначено, що для сильнолегованих кристалів КТЧ при температурах рідкого гелію становлять $GF_{4,2\text{К}} \approx 72$ для НК InSb з концентрацією носіїв заряду

$2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та $GF_{4,2K} \approx 47$ – для $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $\varepsilon = -3,8 \times 10^{-3}$ відн.од. Температурний коефіцієнт опору таких НК становить ТКР $\approx 0,004 \text{ Ом} \times \text{К}^{-1}$ (рис. 7.21, криві 2, 3). Такі зразки можна використовувати для створення сенсорів механічних величин для інтервалу температур від 4,2 до 50 К (рис. 7.22,а) з малим ТКО. Натомість для НК InSb з концентрацією носіїв заряду, яка відповідає фазовому переходу метал- діелектрик з діелектричного боку КТЧ становить $GF_{4,2K} \approx 350$. ТКО таких зразків дещо менше і становить ТКР $\approx 0,001 \text{ Ом} \times \text{К}^{-1}$. Зміна КТЧ з температурою є лінійною (рис. 7.21,б). Такі зразки слід використовувати для створення п'єзорезистивних сенсорів, працездатних складних умовах експлуатації.

Дослідження МО деформованих НК InSb з концентрацією носіїв заряду, що охоплюють фазовий ПМД, від 6×10^{16} до $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при криогенних температурах показали наступне. Для зразків з концентрацією носіїв заряду $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ помічена нестабільність ТКО в інтервалі $4,2 \div 70 \text{ К}$, внаслідок виникнення осциляційних явищ в поперечному МО в магнітних полях до 10 Тл. Такі явища унеможливають застосування деформованих НК InSb в сенсорах магнітного поля при криогенних температурах. Для деформованих кристалів InSb з концентрацією носіїв заряду $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ помічено значне зростання МО до 250 % з чутливістю до поля 600 мВ/Тл. ТКО для інтервалу температур $4,2 \div 70 \text{ К}$ в полях до 10 Тл становить ТКР $\approx 0,57 \text{ Ом} \times \text{К}^{-1}$ (рис. 7.24, вставка). Натомість для деформованих кристалів InSb з концентрацією носіїв заряду $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що відповідають ПМД виявлено гігантський МО, значення якого збільшується до 720 %. Чутливість до магнітного поля становить 1500 мВ/Тл. ТКО для інтервалу температур $4,2 \div 70 \text{ К}$ в полях до 10 Тл становить ТКР $\approx 0,46 \text{ Ом} \times \text{К}^{-1}$ (рис. 7.25, вставка).

У результаті проведених досліджень впливу деформаційно-стимульованих ефектів на електрофізичні параметри НК InSb при криогенних температурах в сильних магнітних полях до 10 Тл виявлено ряд ефектів, що можуть бути покладені в основу створення сенсорів деформації та магнітного поля з

магніторезистивним принципом дії, які працездатні у складних умовах експлуатації. Визначено, що для застосування в п'єзорезистивних сенсорах, працездатних в широкому інтервалі температур $4,2 \div 50$ К, слід використовувати НК InSb з концентрацією носіїв, яка відповідає ПМД з діелектричного боку і становить 6×10^{16} см⁻³. Для розроблення сенсорів магнітного поля з магніторезистивним принципом дії використано ефект гігантського МО, що досягає 720 % при температурах 4,2 К. Такий сенсор містить деформовані НК InSb з концентрацією носіїв, яка відповідає близькості до ПМД з діелектричного боку переходу і становить 2×10^{17} см⁻³. Розроблений мікроелектронний сенсор володіє надвисокою чутливістю до магнітного поля, що становить 1500 мВ/Тл, а простота конструкції забезпечує малу інерційність і водночас високу швидкодію.

7.5. Багатофункційний датчик для вимірювання температури, деформації та магнітного поля

Маючи, величезний досвід у створенні датчиків теплових [21-23, 392-399] і механічних величин [18, 19, 396, 400-402], зокрема двохфункційних [24, 89, 403], нами розроблено чутливий елемент багатофункційного датчика для вимірювання температури, деформації та магнітного поля [26, 27, 313] на основі результатів комплексних досліджень електропровідності [404, 405], термо-е.р.с. [37, 406-408], п'єзо- [409, 410] та МО [411-414] НК на основі Si та Ge в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К і магнітних полів $0 \div 14$ Тл. Запропонована конструкція чутливого елемента датчика з використанням в якості сенсора температури НК Si р-типу провідності, а в якості сенсорів деформації та магнітного поля НК Ge р- та n-типу, відповідно. Така конструкція дозволяє забезпечити температурну компенсацію тензочутливості та температурну залежність чутливості до магнітного поля.

Для створення чутливого елемента датчика відібрано мікрокристали Si, Ge у вигляді ниток, вирощені методом хімічних транспортних реакцій, описаним у розділі 1. Для отримання р-типу провідності НК Si в процесі росту легували бором, а Ge – галієм, відповідно. Для отримання n-типу провідності НК Ge

легували сурмою. Для досліджень відібрано зразки діаметром $3 \div 9$ мкм та довжиною $2 \div 4$ мм.

Для забезпечення одновісної деформації стиску та розтягу досліджуваних НК при криогенних температурах використано оригінальну та просту в реалізації методику (розділ 1.4.1) [31]. Так, зокрема одновісна деформація НК Si створювалась шляхом їх закріплення на підкладках із різних матеріалів за рахунок термічної деформації внаслідок різниці КТР кристала і матеріалу підкладки, за допомогою клею ВЛ-931 із температурою полімеризації $+180$ °С.

Вивчення впливу температури, деформації, магнітного поля на низькотемпературну провідність легуваних НК Si та Ge проводили в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К у сильних магнітних полях з індукцією до 14 Тл у Міжнародній лабораторії сильних магнітних полів та низьких температур (м. Вроцлав, Польща) згідно методики описаної в розділі 1.

Досліджено температурні залежності опору НК Si з концентрацією легуючої домішки бору $5 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$ в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К [169]. Для вимірювання температури та забезпечення компенсації температурних похибок (тензочутливості та чутливості до магнітного поля) в заданому інтервалі температур, використовують НК на основі Si р-типу провідності згідно методики, підтвердженої патентом України [38].

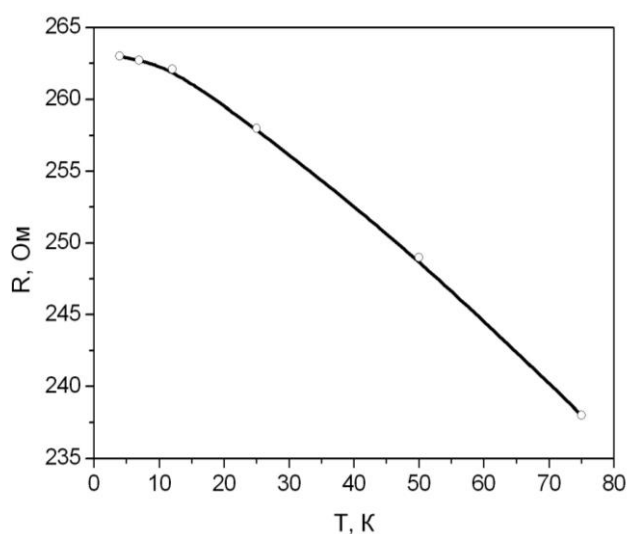


Рис. 7.27. Температурна залежність опору НК Si р-типу провідності.

Так, на рис. 7.27 представлено температурну залежність опору сенсора температури чутливого елемента багатфункційного датчика. Як видно з рисунку, в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К чутливість сенсора температури до вимірюваного параметра становить $0,42 \text{ Ом} \times \text{К}^{-1}$ [37].

Вивчено також залежності відносної зміни опору від деформації НК Ge n- та p-типу провідності з концентрації легуючої домішки $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К [40]. На рис. 7.28 наведено описані залежності для НК Ge, легованих сурмою (рис. 7.28,а) та галієм (рис. 7.28,б) у діапазоні деформацій $\pm 1,5 \times 10^{-3}$ відн. од., що відіграють роль сенсорів деформації в розробленому чутливому елементі багатфункційного датчика [26].

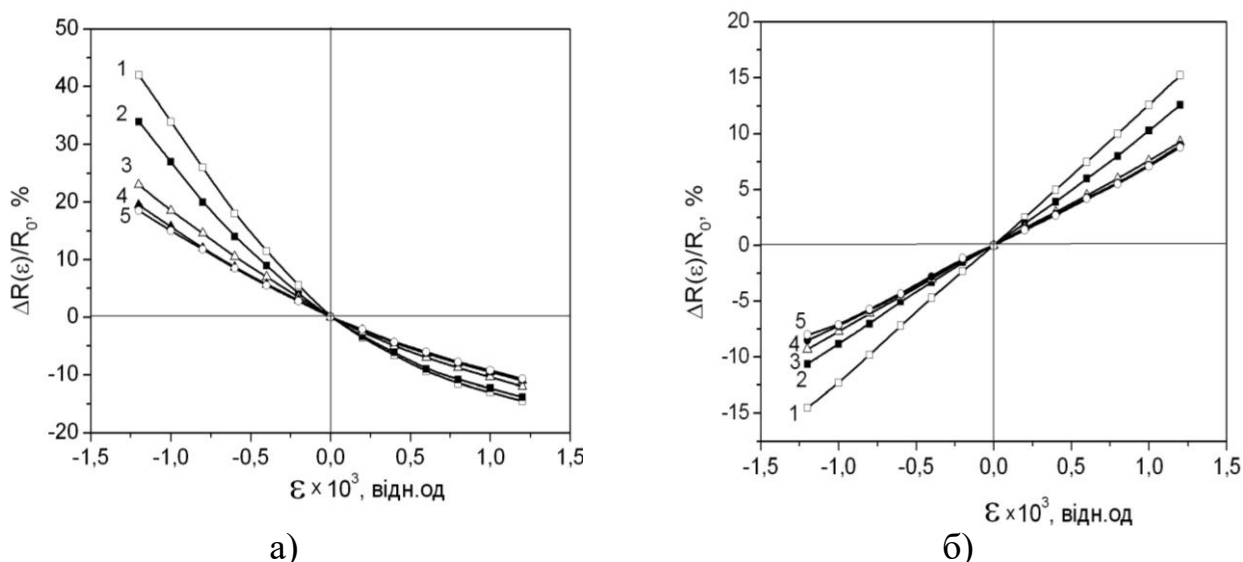


Рис. 7.28. Залежність відносної зміни опору від деформації для НК Ge n- (а) та p-типу провідності (б) при температурах, К: 1 – 6; 2 – 14; 3 – 24; 4 – 42; 5 – 70.

Встановлено, що чутливість сенсора деформації, створеного на основі НК Ge n-типу провідності при максимальному рівні деформації $1,5 \times 10^{-3}$ відн.од. і температури рідкого гелію становить понад 40 % (рис. 7.28, а), в той час як на основі Ge p-типу – порядку 15 % (рис. 7.28,б) [26].

Досліджено МО Ge n- і p-типу провідності, легованих сурмою та галієм, відповідно, до концентрації $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в сильних магнітних полях з індукцією до 14 Тл [41, 46]. На рис. 7.29,а, і рис. 7.29,б наведено залежності відносної зміни опору від магнітного поля для НК Ge n- та p-типу провідності, відповідно, в інтервалі температур

4,2 ÷ 70 К, що виступають в якості сенсорів магнітного поля чутливих елементів багатофункційних датчиків, дієздатних у діапазоні магнітних полів 0 ÷ 14 Тл.

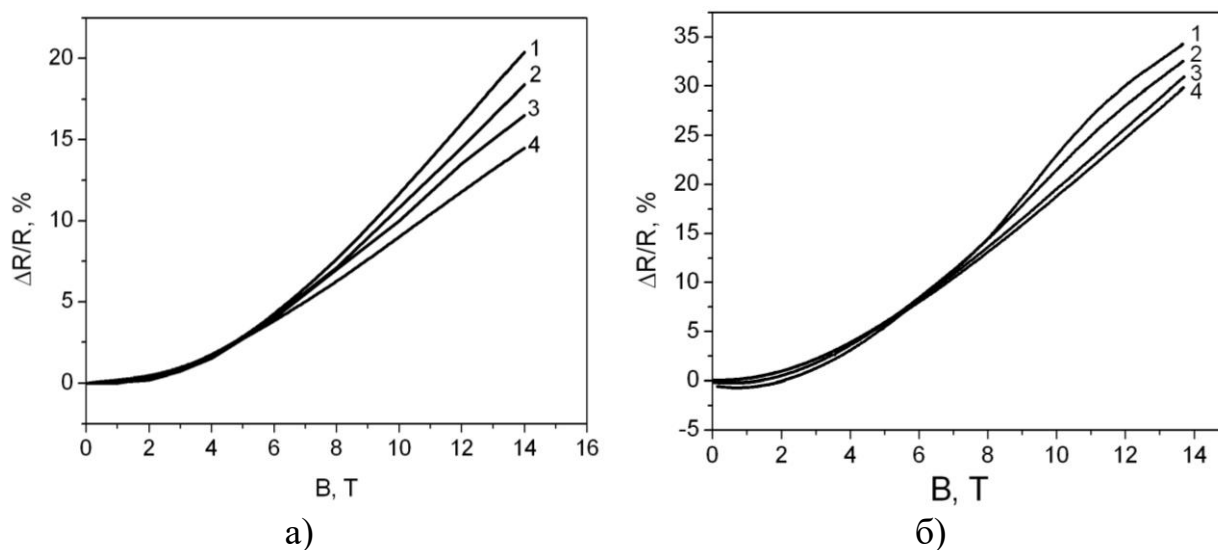


Рис. 7.29. Залежність відносної зміни опору від магнітного поля для НК Ge n- (а) та р- типу провідності (б) при температурах, К: 1– 14; 2 – 24; 3 – 42; 4 – 70.

Як видно з рисунка, чутливість сенсора магнітного поля на основі НК Ge р-типу провідності при температурі 4,2 К та індукції 14 Тл становить близько 35 % (рис. 7.29, б), а на основі Ge n-типу – 20 % (рис. 7.29, а) [26].

Сенсор температури на основі Si р-типу провідності має істотну температурну залежність опору в інтервалі температур 4,2 ÷ 70 К (рис. 7.27), істотно більшу ніж сенсори температури на основі НК SiGe з термоелектричним принципом дії [22, 399-401], а сенсори деформації та магнітного поля на основі Ge р- і n-типу провідності, відповідно, мають істотну зміну опору від деформації (рис. 7.28) та магнітного поля (рис. 7.29) в цьому ж інтервалі температур [26, 27]. На основі проведених досліджень НК Si і Ge розроблено чутливий елемент багатофункційного датчика для вимірювання деформації, магнітного поля і температури, схематичне зображення якого наведено на рис. 7.30 [27]. Дієздатність даного чутливого елемента багатофункційного датчика забезпечується одночасним використанням НК із різним типом провідності. Всі три первинних перетворювачі, закріплені відповідним чином на пружному елементі. Чутливий елемент датчика складається із трьох сенсорів: температури (3), створеного на основі Si р-типу провідності, а також деформації і магнітного поля (1) і (2) – на основі НК Ge n- і р-типу провідності, відповідно (див. рис. 7.30) [26, 27].

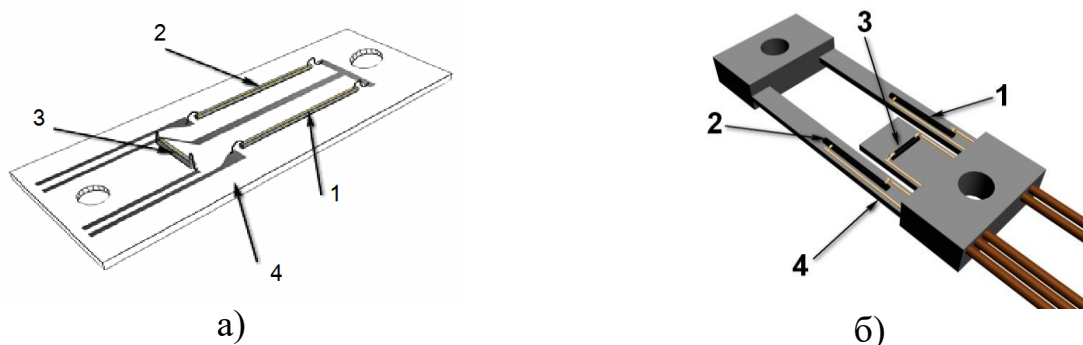


Рис. 7.30. Схематичне зображення конструкції (а) та макет чутливого елемента багатofункційного датчика (б): 1, 2 – сенсори деформації та магнітного поля на основі НК Ge n- і p-типу провідності, відповідно; 3 – сенсор температури на основі НК Si p-типу; 4 – пружний елемент.

Використання НК Si p-типу провідності, який є слабчутливим до магнітного поля в якості сенсора температури (3), забезпечує температурну компенсацію тензочутливості [37] та температурну залежність чутливості до магнітного поля [27].

З метою підвищення вихідного сигналу чутливого елемента багатofункційного датчика сенсори деформації та магнітного поля виготовлені з НК Ge з різним типом провідності. Ці сенсори увімкнені в суміжні плечі мостової вимірювальної схеми, внаслідок чого вихідний сигнал чутливого елемента датчика визначається різницею сигналів від сенсорів, які піддаються впливу деформації. Так, під впливом деформації сигнали з сенсорів (1), (2) (див. рис. 7.30) є однаковими за значенням і різними за знаком, а за впливу магнітного поля та температури мають сигнали з однаковим знаком, що і дозволяє розділити сигнали при вимірюванні деформації та магнітного поля [26].

На рис. 7.31 наведено вихідні сигнали сенсорів деформації (рис. 7.31,а), магнітного поля (рис. 7.31,б), створених на основі Ge p- і n-типу провідності, відповідно, а також сенсора температури (рис. 7.31,в), створеного на основі Si p-типу провідності. Як видно з рис. 7.31,а при температурі 70 К вихідний сигнал сенсора деформації, створеного на основі Ge p-типу провідності, що відповідає рівню деформації $1,2 \times 10^3$ відн.од. досягає 300 мВ. Для сенсора магнітного поля

на основі Ge n-типу провідності за цієї ж температури та індукції магнітного поля 14 Тл (рис. 7.31, б) вихідний сигнал становить 65 мВ. На рис. 7.31,в представлено вихідний сигнал сенсора температури на основі НК Si p-типу в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К [26, 27].

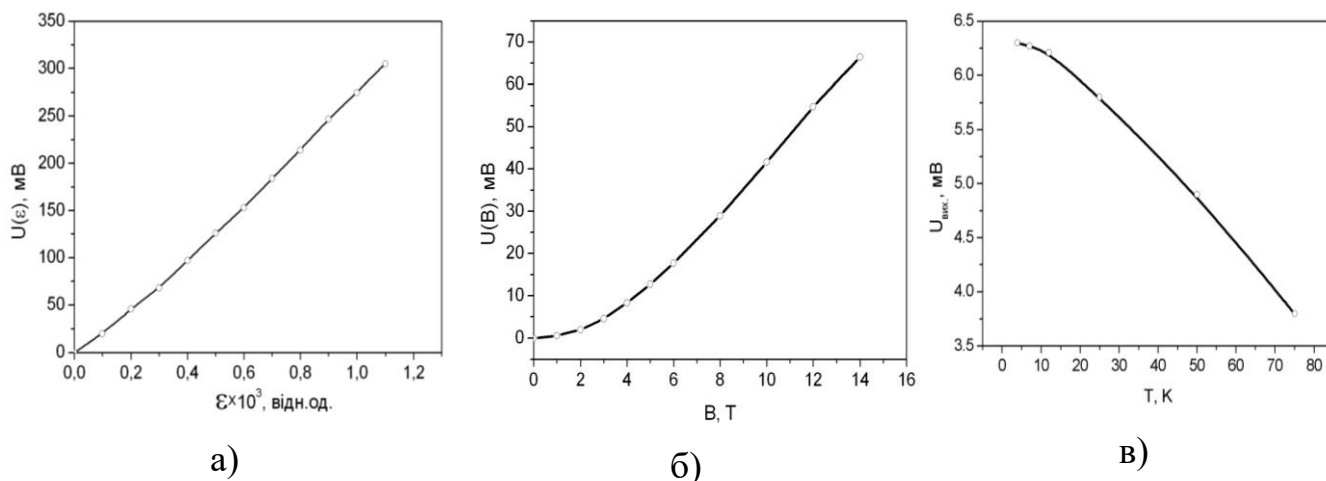


Рис. 7.31. Вихідний сигнал багатofункційного датчика для сенсорів:

а) деформації; б) магнітного поля; в) температури.

Використання тензорезисторів на основі НК Ge n- і p-типу провідності, легованих сурмою та галієм, відповідно, до концентрації 5×10^{17} см^{-3} , для вимірювання деформації і магнітного поля, а терморезистора на основі НК Si p-типу, легованого бором до концентрації 5×10^{18} см^{-3} для вимірювання температури та забезпечення компенсації температурних похибок, закріплених на підкладці з немагнітного матеріалу, дозволило підвищити чутливість і точність вимірюваних параметрів, а також розширити діапазони вимірювання деформації, магнітного поля і температури [27].

Для забезпечення кардинально вищої чутливості сенсора до магнітного поля із збереженням достатньої чутливості до впливу деформації, запропоновано використання НК InSb n-типу провідності, деформованих стиском до рівня $-3,8 \times 10^{-3}$ відн.од. [313, 415]. На рис. 7.32 наведено залежність відносної зміни опору від магнітного поля для тензорезисторів на основі InSb з концентрацією легуючої домішки олова 2×10^{17} см^{-3} при певних фіксованих температурах [49]. Як видно з рис. 7.32 чутливість таких НК до впливу магнітного поля сягає порядку

700 % в діапазоні магнітних полів до 10 Тл, що значно перевищує за чутливістю елементи сенсора, що виготовлені на основі НК Ge на декілька порядків у інтервалі криогенних температур від 4,2 К до 70 К [313].

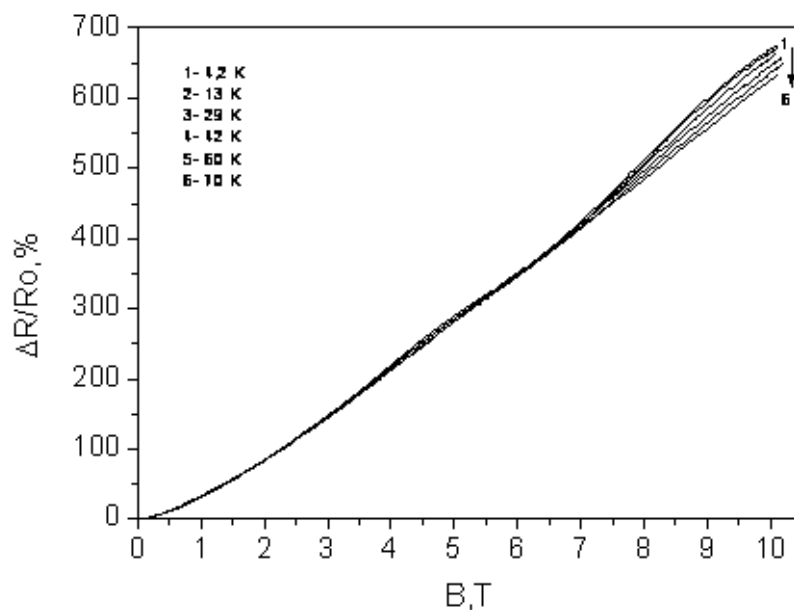


Рис. 7.32. Залежність відносної зміни опору від індукції магнітного поля для тензорезисторів на основі НК InSb n-типу провідності з концентрацією легуючої домішки $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, за температур, К: 1 – 4,2; 2 – 13; 3 – 29; 4 – 42; 5 – 60, 6 – 70.

Отже, на основі вивчення електропровідності та МО деформованих НК Si, Ge та InSb в інтервалі температур $4,2 \div 100 \text{ К}$ та магнітних полів $0 \div 10 \text{ Тл}$ розроблено багатофункційний датчик для вимірювання температури, деформації та магнітного поля. Запропонована конструкція датчика з використанням в якості сенсора температури НК Si p-типу провідності, легованих бором до концентрацій в околі ПМД, забезпечує можливість точної кількісної оцінки температури та її впливу на залежності тензочутливості та температурної чутливості до магнітного поля. Чутливість термочутливого елемента до вимірювання температури в зазначеному інтервалі становить $\text{ТКО} = 0,42 \text{ Ом} \times \text{К}^{-1}$. Використання НК Ge p- і n-типу провідності дозволяє розділити сигнали при вимірюванні деформації та магнітного поля, а використання в якості сенсора магнітного поля НК InSb n-типу провідності з концентрацією олова $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ дозволяє підвищити чутливість сенсора на кілька порядків в діапазоні магнітних полів до 10 Тл.

7.6. Висновки до розділу 7

1. Встановлено, що для роботи в області низьких температур найбільш придатними є тензорезистори на основі слабо легованих НК Ge n-типу провідності з концентрацією легуючої домішки $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ і НК Ge p-типу, легованих до концентрації, що відповідає близькості до ПМД. Тензорезистори на основі слабо легованих НК Ge n-типу провідності рекомендовано для вимірювання слабких рівнів деформації за фіксованих температур, особливо при 77 К, завдяки їх високій тензочутливості. Показано, що сильнолеговані НК Ge рекомендовано для вимірювання деформації у інтервалі температур $77 \div 300\text{К}$, що зумовлено слабкою температурною залежністю їх КТЧ.
2. Доведено, що НК GaSb n- і p-типу провідності мають високу тензочутливість, працездатні в широкому інтервалі температур $-160 \div +100 \text{ }^\circ\text{C}$ і можуть використовуватись як чутливі елементи напівпровідникових тензорезисторів. Розроблені на їх основі датчики можуть застосовуватись для вимірювання високих і екстремально високих тисків до 5 кбар робочих рідин гідравлічних систем, для дослідження процесів з високим тиском в хімічній і нафтохімічній промисловості, вимірюванні тиску бурового розчину та ін.
3. На основі вивчення впливу гідростатичного тиску на опір спеціально легованих НК GaSb n-типу провідності, встановлено їх високу чутливість до тиску, особливо в діапазоні $0 \div 3$ кбар, що дозволяє створення на їх основі сенсорів тиску з розширеним робочим діапазоном та спрощення їх конструкції. Перевагами розроблених датчиків в порівнянні з напівпровідниковими тензорезисторумами на пружних елементах, є висока чутливість (зміна опору $18 \div 20 \%$ на кожні 1000 кгс/см^2) в широкому діапазоні тисків, а також більший вихідний сигнал. Дані датчики відрізняються простотою конструкції, відсутністю нестабільності та гістерезису, зумовленими впливом зв'язуючого матеріалу.
4. На основі вивчення впливу деформаційно-стимульованих ефектів на електро- і магнітотранспортні характеристики НК InSb n-типу провідності при криогенних температурах і в магнітних полях з індукцією до 10 Тл можна

оцінити перспективність створення на їх основі датчиків деформації та магнітного поля з магніторезистивним принципом дії, дієздатних у складних умовах експлуатації. Визначено, що для застосування в п'єзорезистивних сенсорах, працездатних в інтервалі температур $4,2 \div 50$ К, слід використовувати НК InSb, леговані до концентрації, що відповідає ПМД з діелектричного боку (порядку 6×10^{16} см⁻³). Показано, що для створення сенсорів магнітного поля з магніторезистивним принципом дії використано деформовані НК InSb з концентрацією легуючої домішки в околі ПМД (порядку 2×10^{17} см⁻³), в яких встановлено ефект гігантського МО, що досягає 720 % при температурі 4,2 К. Розроблений сенсор володіє надвисокою чутливістю до магнітного поля, що становить 1500 мВ/Тл, а простота конструкції забезпечує малу інерційність і водночас високу швидкодію.

5. Розроблено чутливий елемент багатофункційного датчика температури, деформації і магнітного поля з використанням в якості сенсора температури НК Si р-типу провідності, а сенсорів деформації та магнітного поля – НК Ge р- і n-типу, відповідно. Використання НК Ge, легованих сурмою та галієм, та Si, легованого бором, є важливим для забезпечення компенсації температурних похибок, що дозволило підвищити точність вимірюваних параметрів і розширити діапазон вимірювання магнітного поля до 14 Тл. Крім того, використання в якості сенсорів деформації та магнітного поля НК Ge р- і n-типу провідності дозволяє розділити сигнали при вимірюванні деформації та магнітного поля. Чутливість сенсора температури в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К становить $0,42 \text{ Ом} \times \text{К}^{-1}$, чутливість сенсора деформації сягає 40 % при температурі рідкого гелію, а сенсора магнітного поля – 35 % при індукції 14 Тл. Для забезпечення кардинально вищої чутливості розробленого сенсора магнітного поля із збереженням достатньої чутливості до впливу деформації, запропоновано використання деформованих НК InSb n-типу з концентрацією олова 2×10^{17} см⁻³, що дозволяє підвищити чутливість на кілька порядків у діапазоні магнітних полів до 10 Тл.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ РОБОТИ ТА ВИСНОВКИ

Результати проведених комплексних досліджень електро- та магнітотранспортних властивостей НК Si, Ge, InSb та GaSb дозволять розв'язати науково-прикладну проблему створення на їх основі високочутливих сенсорів фізичних величин, що сприятиме розвитку галузі сенсорики. Отримано такі основні результати:

1. На основі вивчення впливу спіно-орбітальної взаємодії на деформаційне зняття виродження енергетичного спектра валентної зони кремнію та германію у дво- та тризонному наближенні кр-методу теорії збурень розрахована деформаційна залежність розщеплення валентних зон Si та Ge у центрі зони Бріллюена. Показано, що під впливом спіно-орбітальної взаємодії відбувається зсув зони легких дірок у Si, а в Ge вплив спіно-орбітальної взаємодії має місце лише при значних деформаціях $\varepsilon > 0,6 \%$. У НК Si та Ge виявлені екстремально високі значення коефіцієнта тензочутливості в області дії “некласичного” п'єзоопору до $K \approx -5,24 \times 10^5$, що дозволяє їх використання у високочутливих п'єзорезистивних сенсорах механічних величин, дієздатних в області криогенних температур.

2. Встановлено, що в сильнолегованих НК Si р-типу провідності із концентрацією легуючої домішки в околі ПМД деформація стиску приводить до появи великих значень від'ємного магнітоопору (до 15 %) у магнітних полях з індукцією $0 \div 14$ Тл, зумовленого слабкою локалізацією носіїв заряду, що підтверджує основний внесок у провідність транспорту носіїв заряду в приповерхневих шарах кристалів. На основі вивчення впливу деформації на спектр валентної зони НК Si визначено енергію спіно-орбітального розщеплення підзони важких дірок $\Delta_{SO} = 1,8$ меВ.

3. Встановлено, що виявлені магнітофононні осциляції поздовжнього та поперечного магнітоопору в НК Ge n-типу провідності в інтервалі температур $4,2 \div 70$ К і у магнітних полях з індукцією до 14 Тл зумовлені міждолинним резонансним розсіюванням електронів, а у зразках Ge р-типу – перерозподілом дірок по зонах легких та важких дірок. Показано, що амплітуда магнітофононних осциляцій залежить від величини індукції магнітного поля, струму розігріву і

температури, а також значення і знаку прикладеної одновісної деформації. Встановлено, що осциляційні максимуми зумовлені внутрідолинними переходами між рівнями Ландау в долині з циклотронною ефективною масою легких електронів $m_L = 0,082m_0$ при участі поперечних оптичних фононів із енергією $E_{TO} \approx 36,15$ меВ у L-точці зони Бріллюена, а також міждолинним резонансним розсіюванням носіїв з ефективною масою важких електронів $m_L = 0,207m_0$, при участі акустичних і оптичних фононів у Γ , X_1 та X_3 -точках зони Бріллюена, відповідно з енергіями $E_{TA} = 37,3$ меВ, $E_{TA} = 9,93$ меВ та $E_{LO} = 29,8$ меВ.

4. Встановлено, що електронне опромінення зразків Si з концентрацією легуючої домішки $1 \times 10^{18} \div 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ з енергією 10 МеВ при збільшенні флюенсу до $1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$ зумовлює збільшення як величини опору, так і магнітоопору у магнітних полях з індукцією до 14 Тл, а підвищення температури до 30 К приводить до зменшення значень магнітоопору. Опромінення електронами з енергією 10 МеВ і флюенсом $1 \times 10^{18} \text{ ел/см}^2$ не приводить до зміни коефіцієнта тензочутливості при температурі рідкого гелію сильнолегованих НК кремнію з концентрацією бору $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, які придатні для створення радіаційностійких сенсорів механічних величин, дієздатних в області криогенних температур.

5. На основі аналізу зонної структури НК InSb та GaSb з використанням ізотропного наближення моделі Кейна, яка враховує спіно-орбітальну взаємодію, встановлено, що заселеність «відщепленої» зони дірок набагато менша, ніж заселеність зони провідності, «важких» та «легких» дірок, що впливає на транспортні властивості зразків InSb та GaSb.

6. Вперше виявлено ефект Кондо в НК GaSb n-типу провідності з концентрацією телуру $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, який виникає в результаті обмінної взаємодії між локалізованими на атомах домішки електронами та вільними носіями заряд. Встановлено, що збільшення концентрації легуючої домішки зумовлює істотне перекриття хвильових функцій, що приводить до збільшення значення прямої обмінної взаємодії, зміни знаку інтеграла обмінної взаємодії і як результат затухання ефекту Кондо.

7. Виявлено осциляції Шубнікова – де Гааза як результат аналізу поздовжнього і поперечного магнітоопору НК InSb n-типу провідності з концентрацією Sn від $4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $7,16 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в інтервалі температур $4,2 \div 77 \text{ К}$ в магнітних полях з індукцією до 14 Тл. Встановлений індукований магнітним полем ПМД у зразках із концентрацією легуючої домішки, зумовлений сильною спіно-орбітальною взаємодією, що приводить до розщеплення кожного піку поздовжнього і поперечного магнітоопору у всьому діапазоні полів і одержання гігантських значень g-фактора $g^* = 46 \div 60$. Аналіз осциляцій Шубнікова – де Гааза дозволив розрахувати основні параметри InSb, такі як циклотронна ефективна маса електронів $m_c \approx 0,03m_0 \div 0,033m_0$, рівень Фермі $E_F \approx 0,11 \text{ еВ}$, температура Дінгла $T_D = 3 \text{ К}$, які із збільшенням концентрації домішки зростають до $E_F \approx 0,12 \text{ еВ}$ та до $T_D = 12 \text{ К}$, відповідно.

8. Вперше встановлена поява надпровідності в НК GaSb, легованих телуrom, при критичній температурі 4,2 К, зумовлена сильною спіно-орбітальною обмінною взаємодією носіїв заряду в металевій фазі в околі ПМД. Цей висновок підтверджується результатами дослідження магнітної сприйнятливості НК у слабких магнітних полях, які показали, що ниткоподібний кристал GaSb – це надпровідник другого роду з критичними полями (нижнім 50 мТл та верхнім 1,1 Тл) існування надпровідності.

9. В результаті вивчення польових залежностей магнітоопору НК GaSb вперше виявлено перехід від слабкої локалізації до антилокалізації носіїв заряду при температурі 4 К, зумовлений зміною з температурою співвідношення між часом збою фази та часом спінової релаксації електронів у мікрочастинках.

10. Аналіз виявленого від'ємного магнітоопору в НК GaSb в слабких магнітних полях $0 \div 3 \text{ Тл}$, що описується двовимірною моделлю слабкої антилокалізації, дозволив визначити параметр Рашби спіно-орбітальної взаємодії, що становить $1,66 \times 10^{12} \text{ еВ} \times \text{м}$. Отримані значення довжини спіно-орбітальної взаємодії $l_{SO} = 20 \text{ нм}$ і одержані значення довжини когерентності $\xi(0) = 1,7 \text{ нм}$ куперівських пар, дозволили зробити припущення про конкуренцію надпровідності та слабкої антилокалізації носіїв заряду в приповерхневих шарах кристалу.

11. Встановлено, що вплив деформації на магнітотранспортні характеристики НК GaSb зумовлює розщеплення піків осциляцій Шубнікова – де Гааза, на основі чого розраховано гігантські значеннями g-фактора Ланде 53, а також зменшення ефективної маси електронів до $m_c = 0,036m_0$, зростання температури Дінгла до 9,6 К, пригнічення ефектів надпровідності та слабкої локалізації, а також розщеплення виродженого рівня важких дірок на дві компоненти з паралельними і протилежними спінами.

12. Вперше встановлена індукована деформацією поява фази Беррі в магнітоопорі НК InSb та GaSb з концентрацією легуючої домішки в околі ПМД, яка зумовлена сильною спин-орбітальною взаємодією носіїв заряду, що підтверджує двовимірну природу електронного газу, їх перехід у стан топологічного ізолятора.

13. На основі вивчення впливу гідростатичного тиску на опір спеціально легованих зразків GaSb n-типу провідності, встановлено їх високу чутливість до тиску в діапазоні $0 \div 3$ кбар, що дозволило створити на їх основі датчики гідростатичного тиску з розширеним робочим діапазоном. Їх перевагами в порівнянні з датчиками тиску з напівпровідниковими тензорезисторами є висока чутливість (зміна опору $18 \div 20$ % на кожні 1000 кгс/см^2) в широкому діапазоні тисків, а також більший вихідний сигнал. Розроблені датчики відрізняються простотою конструкції, відсутністю нестабільності та гістерезису, зумовленими впливом зв'язуючого матеріалу.

14. В результаті вивчення електрофізичних властивостей НК кремнію p-типу провідності, германію та антимоніду індію n-типу як деформованих, так і недеформованих в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К і магнітних полях з індукцією до 14 Тл встановлено, що для застосування у багатофункційних сенсорах магнітного поля, температури та деформації придатні зразки Si, Ge з концентрацією легуючої домішки $5 \times 10^{17} \div 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Виявлено, що використання тензорезисторів на основі НК InSb n-типу провідності з концентрацією олова $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ як чутливих елементів магнітного поля дозволило істотно підвищити їх чутливість при температурах $4,2 \div 70$ К та досягти незалежності магнітоопору від температури в інтервалі полів $0 \div 7$ Тл.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Гиваргизов Е.И. (1977). Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара. *М.: Наука, 304.*
2. Bolshakova, I., Moskovets, T., Ostrovskii, I., Ostrovskaya, A., & Klimenko, A. (1998). Modeling of InSb and InAs whiskers growth. *Computational materials science, 10*(1-4), 38-41. [https://doi.org/10.1016/S0927-0256\(97\)00184-5](https://doi.org/10.1016/S0927-0256(97)00184-5)
3. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Liakh-Kaguy N.S. (2016). Thermoelectric properties of SiGe whiskers. *Information and Telecommunication Sciences, (2)*, 20-27. <https://doi.org/10.20535/2411-2976.22016.20-27>
4. Khytruk I.I., Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.N., Liakh-Kaguy N.S. (2016, August) Properties of doped GaSb whiskers at low temperatures. *Abstract book of International research and practice conference "Nanotechnology and nanomaterials" (NANO)*, (p. 537). Lviv, Ukraine.
5. Shockley, W. (1949). The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors. *Bell System Technical Journal, 28*(3), 435-489. <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1949.tb03645.x>
6. Bridgers, H. E., Biondi, F. J., Scaff, J. H., & SHIVE, J. N. (1958). *Transistor Technology... By Members of the Technical Staff of Bell Telephone Laboratories. Edited by HE Bridgers, JH Scaff, and JN Shire.(vol. 2, 3. Edited by FJ Biondi.)*. D. Van Nostrand Company.
7. Kirsher, R., Scaff, J. H., & Shive, J. N. (1958). *Transistor and Electrodes 1, Soldered Ohmic Contact Attachment: Handbook* (3257 p.) Princeton: Van Nostrand Company.
8. Ильинская, Л. С., Подмарьков, А. Н. (1966). Полупроводниковые тензодатчики: уч. пос. М.: Энергия, 120.
9. Горюнова, О. Ф. (1964). Вопросы радиэлектроники. Полупроводниковые приборы, I, 41.

10. Bernstein, L. (1962). Alloying to III–V Compound Surfaces. *Journal of The Electrochemical Society*, 109(3), 270-272. <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.1025.6486>
11. Dale, J. R., & Turner, R. G. (1963). Simple ohmic contacts on gallium arsenide. *Solid State Electronics*, 6, 388-389. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(63\)90104-7](https://doi.org/10.1016/0038-1101(63)90104-7)
12. Бурков, А. Т. (1999). *Электронная техника и преобразователи*. М.: Трансп., 464.
13. Варшава, С. С., Лях, Н. С., & Стасюк, Н. М. (2001). Нелінійні ефекти в точкових контактах метал-кремній, метал-кремній-германій. *Physics and Chemistry of Solid State*, 2(4), 727-734. <http://page.if.ua/uploads/pcss/vol2/number2/0204-29.pdf>
14. Budzhak, Y., Liakh-Kaguy, N., Ostrovskii, I., & Druzhinin, A. (2018). Peculiarities of Electroconductivity and Magnetoresistance in Silicon Whiskers with Doping Concentration in the Vicinity to Metal-insulator Transition at Low Temperatures. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 10(4), 04015-1–04015-7. [https://doi.org/10.21272/jnep.10\(4\).04015](https://doi.org/10.21272/jnep.10(4).04015)
15. Ostrovskii, I. P., Gij, Y. S., & Pavlovskii, Y. P. (2004). A study of the morphology and magnetic properties of silicon whiskers. *Crystallography Reports*, 49(2), 202-205. <https://doi.org/10.1134/1.1690416>
16. Druzhinin A., Maryamova I., Lavitska E., Pankov Y. (1997, September). Physical aspects of multifunctional sensors based on piezothermomagnetic effects in semiconductors. *EUROSENSORS XI Proc. 11th European Conf. on Solid-State Transducers*, (pp. 671-674) Warsaw, Poland. Wars.Univ.Technology.
17. Druzhinin, A., Lavitska, E., & Maryamova, I. (1999). Medical pressure sensors on the basis of silicon microcrystals and SOI layers. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 58(1-3), 415-419. [https://doi.org/10.1016/S0925-4005\(99\)00121-5](https://doi.org/10.1016/S0925-4005(99)00121-5)
18. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Кутраков, О. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2011). Ниткоподібні кристали кремнію для сенсорної електроніки. *Фізика і хімія твердого тіла*, (12, № 4), 1078-1084. http://nbuv.gov.ua/UJRN/PhKhTT_2011_12_4_41

19. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Кутраков, О. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2012). Тензорезистивні сенсори тиску на основі ниткоподібних кристалів кремнію. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*, 9(3), 16-24. <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2012.3.114538>
20. Druzhinin A., Lavitska E., Maryamova I. (1998, September). Medical pressure sensors on the basis of silicon microcrystals and SOI layers. *Euroensors XII. Proc. Int. Conf. Solid-State Transducers*, (pp. 833-836) Southampton, Great Britain, Bristol: IOP Publishing Ltd, V.II.
21. Дружинін А.О., Островський І.П., Лях Н.С., Матвієнко С.М. (2005). Сенсор температури. *Деклараційний патент на корисну модель № 4531 від 17.01.2005 за заявкою №20040504001 від 25.05.2004*. Бюл. № 1 від 17.01.2005.
22. Druzhinin, A. O., Ostrovskii, I. P., & Liakh, N. S. (2003). Miniature temperature sensors based on Si-Ge whiskers. *Journal of Thermoelectricity*, (2), 57-60. <https://elibrary.ru/item.asp?id=16517493>
23. Патент на корисну модель № 107892 Україна, МПК: (2016.06) G01K 7/02, H01L 35/34. *Датчик теплового випромінювання / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С.* – № у 201512671; заявл. 21.12.2015, опублік. 24.06.2016, Бюл. № 12.
24. Дружинин, А. А., Кутраков, А. П., Лях-Кагуй, Н. С., & Вуйцик, А. М. (2013). Двухфункциональный датчик давления-температуры на основе нитевидных кристаллов кремния. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 4, 23-26. <http://dspace.nbu.gov.ua/handle/123456789/56345>
25. Druzhinin, A., Maryamova, I., Lavitska, E., & Pankov, Y. (1998). Physical aspects of multifunctional sensors based on piezothermomagnetic effects in semiconductors. *Sensors and Actuators A: Physical*, 68(1-3), 229-233. [https://doi.org/10.1016/S0924-4247\(98\)00093-4](https://doi.org/10.1016/S0924-4247(98)00093-4)
26. Druzhinin, A. A., Khoverko, Y. M., Kuttrakov, A. P., Liakh-Kaguy, N. S., & Yatsukhnenko, S. Y. (2017). Sensitive element of multifunctional sensor for measuring temperature, strain and magnetic field induction. *Технология и*

конструирование в электронной аппаратуре, 6, 42-45.

<https://doi.org/10.15222/ТКЕА2017.6.03>

27. Патент на корисну модель № 106175 Україна, МПК: (2016.04) G01K 7/22. *Багатофункційний датчик* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № и 201507474; заявл. 27.07.2016, опублік., Бюл. № 8.
28. Дружинін А.О., Мар'ямова І.Й., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2011, Жовтень) Деформаційно-стимульовані ефекти в мікрокристалах кремнію р-типу за низьких температур. *Збірник тез V Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-5)*, (с. 136–137) Ужгород, Україна.
29. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С., Вуйцик А.М. (2012, Вересень) Низькотемпературні характеристики легованих ниткоподібних кристалів Ge. *Тези доповідей VI-ї Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-6)*, (с. 83–84) Чернівці, Україна.
30. Druzhinin, A. A., Lavitska, E. N., Maryamova, I. I., & Kunert, H. W. (2002). Stress imposing during microcrystals characterization at cryogenic temperatures. *Advanced Engineering Materials*, 4(8), 589-592. [https://doi.org/10.1002/1527-2648\(20020806\)4:8<589::AID-ADEM589>3.0.CO;2-F](https://doi.org/10.1002/1527-2648(20020806)4:8<589::AID-ADEM589>3.0.CO;2-F)
31. Druzhinin, A., Lavitska, E., Maryamova, I., Oszwaldowski, M., Berus, T., & Kunert, H. W. (2002). Studies of piezoresistance and piezomagneto-resistance in Si whiskers at cryogenic temperatures. *Crystal Research and Technology: Journal of Experimental and Industrial Crystallography*, 37(2-3), 243-257. [https://doi.org/10.1002/1521-4079\(200202\)37:2/3<243::AID-CRAT243>3.0.CO;2-L](https://doi.org/10.1002/1521-4079(200202)37:2/3<243::AID-CRAT243>3.0.CO;2-L)
32. Kunert, H. W., & Lavitska, E. (2001). Stresses and Strains in Anisotropic Cubic Ultra Thin Overlayers. *Crystal Research and Technology: Journal of Experimental and Industrial Crystallography*, 36(8-10), 1045-1057. [https://doi.org/10.1002/1521-4079\(200110\)36:8/10<1045::AID-CRAT1045>3.0.CO;2-K](https://doi.org/10.1002/1521-4079(200110)36:8/10<1045::AID-CRAT1045>3.0.CO;2-K)
33. Gule, Y. G., Klimovskaya, A. I., Rudko, G. Y., Valakh, M. Y., Ostrovskii, I. P., & Tsebulya, G. (1995). Optical properties of submicron free-standing silicon wires. In *SPIE Proceed. Intern. Conf. "Optical Diagnostics of Materials and Devices* (Vol.

- 2648, pp. 378-392).
34. Druzhinin, A. A., Hortynska, I., Maryamova, I., Lavitska, E., & Oszwaldowski, M. (2001, April). Investigation of free and strained germanium whiskers at cryogenic temperatures. In *International Conference on Solid State Crystals 2000: Epilayers and Heterostructures in Optoelectronics and Semiconductor Technology* (Vol. 4413, pp. 143-147). International Society for Optics and Photonics. <https://doi.org/10.1117/12.425418>
 35. Бир, Г. Л. (1972). Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 192.
 36. Вдович О.А., Дяків В.В., Чекурін В.Ф. (1998). Дослідження передачі деформації в напівпровідникових тензорезисторах. *Вісник державного університету "Львівська політехніка"*, 325, *Елементи теорії та прилади твердотілої електроніки*, 40–44.
 37. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Lavitska, E., Liakh, N., & Palewski, T. (2003, October). Studies of piezoresistance in Ge-Si whiskers at cryogenic temperatures. In *Solid State Crystals 2002: Crystalline Materials for Optoelectronics* (Vol. 5136, pp. 243-248). International Society for Optics and Photonics. <https://doi.org/10.1117/12.519666>
 38. Патент на корисну модель № 95398 Україна, МПК: (2014.12) G01K 7/22. *Спосіб компенсації температурної залежності тензочутливості* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № у 201406812; заявл. 16.06.2014, опублік., Бюл. № 4.
 39. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. (2018, Жовтень). Надпровідність мікрокристалів GaSb за низьких температур в слабких магнітних полях. *8-ма Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (УНКФН-8)*, (с. 60-61) Ужгород, Україна.
 40. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.N., Liakh-Kaguy N.S. (2018). Superconductivity of GaSb microcrystals at weak magnetic fields. *Materials of the International Meeting "Cluster and nanostructured materials (CNM-5)"*, (p. 50-51) Uzhhorod, Ukraine.

41. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Khoverko, Y. N., Liakh-Kaguy, N. S., & Vuytsyk, A. M. (2014). Low temperature characteristics of germanium whiskers. *Functional materials*, 21 (2), 130-136. <https://doi.org/10.15407/fm21.02.130>
42. Clarke, J., & Braginskii, A. I. (2004). The SQUID handbook Wiley-vch, Vol. 1.
43. Ran, S. K. (2004). Gravity probe B: Exploring Einstein's universe with gyroscopes. NASA, 26.
44. Khytruk, I., Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Rogacki, K. (2017). Properties of doped GaSb whiskers at low temperatures. *Nanoscale research letters*, 12(1), 156. <https://doi.org/10.1186/s11671-017-1923-1>
45. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Byldina, Y. (2017, September). Magnetoresistance of doped Te: GaSb whiskers. In *2017 IEEE 7th International Conference Nanomaterials: Application & Properties (NAP)* (pp. 04NESP11-1). IEEE. <https://doi.org/10.1109/NAP.2017.8190298>
46. Дружинін, А. О., Островський, І. П., Лях-Кагуй, Н. С., & Вуйцик, А. М. (2013). Магнетофононний резонанс у ниткоподібних кристалах германію. *Вісник Національного університету "Львівська політехніка": Електроніка*, 764, 135-142. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/24011>
47. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Byldina, Y. (2016, February). Magnetoresistance oscillations in germanium and indium antimonide whiskers. In *2016 13th International Conference on Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science (TCSET)* (pp. 361-363). IEEE. <https://doi.org/10.1109/TCSET.2016.7452059>
48. Дружинін, А. О., Большакова, І. А., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., & Лях-Кагуй, Н. С. (2014). Особливості магнітоопору мікрокристалів InSb за криогенних температур. *Вісник Національного університету Львівська політехніка. Електроніка*, (798), 93-98. http://nbuv.gov.ua/UJRN/VNULPE_2014_798_15.
49. Druzhinin, A., Bolshakova, I., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2015). Low temperature magnetoresistance of InSb whiskers. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 40, 550-555. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2015.07.030>

50. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., Khytruk, I., & Rogacki, K. (2015). Peculiarities of magnetoresistance in InSb whiskers at cryogenic temperatures. *Materials Research Bulletin*, 72, 324-330. <https://doi.org/10.1016/j.materresbull.2015.08.016>
51. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2016). Negative magnetoresistance in indium antimonide whiskers doped with tin. *Fizika Nizkikh Temperatur*, 42(6), 581-586. <http://dspace.nbuu.gov.ua/handle/123456789/129135>
52. Druzhynin, A., Ostrovskiy, I., Khoverko, Y., Khytruk, I., & Liakh-Kaguy, N. (2015). Low temperature performances of doped GaSb whiskers. *Computational Problems of Electrical Engineering*, 5(2), 75-78. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/33977>
53. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2017). Low-temperature magnetoresistance of GaSb whiskers. *Low Temperature Physics*, 43(6), 692-698. <https://doi.org/10.1063/1.4985975>
54. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2017). Low-temperature magnetoresistance of GaSb whiskers. *Fizika Nizkikh Temperatur*, 43(6), 871-878. <http://dspace.nbuu.gov.ua/handle/123456789/129503>
55. Дружинин, А. А., Марьямова, И. И., Кутраков, А. П., Лях-Кагуй, Н. С., Маслюк, В. Т., & Мегела, И. Г. (2010). Исследование влияния электронного облучения на кремниевые тензорезисторы. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 1 (85), 26-29. <http://dspace.nbuu.gov.ua/bitstream/handle/123456789/51887/07-Druzhinin.pdf?sequence=1>
56. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., Кутраков, А. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2010). Дослідження впливу електронного опромінення на ниткоподібні кристали Si, SiGe та шари полікремнію. *Сенсорна електроніка та мікросистемні технології*, 1(7), 45-54.
57. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., & Лях-Кагуй, Н. С. (2009, Вересень). Вплив радіаційного опромінення на стрибкову провідність ниткоподібних кристалів Si та Si-Ge. *Тези доповідей IV*

- Української наукової конференції з фізики напівпровідників, Том 1, (с. 192–193) м. Запоріжжя, Україна.
58. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Кутраков, А. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2010). Провідність легованих НК кремнію, опромінених електронами. *VII Міжнародна школа-конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників»: Тези доповідей*, (с. 164) м. Дрогобич, Україна.
 59. Дружинин, А. А., Марьямова, И. И., Кутраков, А. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2009). Исследование влияния электронного облучения на кремниевые тензорезисторы. *Труды 10-ой Международной научно-практической конференция “Современные информационные и электронные технологии” (СИЭТ-2009), Том 2* (с. 153) м. Одесса. Украина.
 60. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., Кутраков, О. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2010). Дослідження впливу електронного опромінення на ниткоподібні кристали Si, SiGe та шари полікремнію. *4-та Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-4): Тези доповідей*, (с. 8–9) м. Одесса: Астропринт, Україна.
 61. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., Лях-Кагуй, Н. С., Маслюк, В. Т., & Мегела, І. Г. (2010). Вплив електронного опромінення на низькотемпературну провідність легованих ниткоподібних кристалів Si та Si-Ge. *Physics and Chemistry of Solid State*, 11(3), 588-592. <http://page.if.ua/uploads/pcss/vol11/1103-07.pdf>
 62. Баранський, П. І., Федосов, А. В., & Гайдар, Г. П. (2000). Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу. *Луцьк: Надстир'я*, 280.
 63. Зеегер, К. (1977). Физика полупроводников. М.: Мир, 615.
 64. Киреев, П. С. (1975). Физика полупроводников. М.: Высшая школа, 584.
 65. Савчин, В. П., & Шувар, Р. Я. (2008). Електронне перенесення в напівпровідниках та напівпровідникових структурах. *Львів: Видавничий центр ЛНУ Імені Івана Франка*, 688.

66. Smith, C. S. (1954). Piezoresistance effect in germanium and silicon. *Physical review*, 94(1), 42-49. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.94.42>
67. Herring, C., & Vogt, E. (1956). Transport and deformation-potential theory for many-valley semiconductors with anisotropic scattering. *Physical Review*, 101(3), 944-961. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.101.944>
68. Suzuki, K., Hasegawa, H., & Kanda, Y. (1984). Origin of the linear and nonlinear piezoresistance effects in p-type silicon. *Japanese Journal of Applied Physics*, 23(11A), L871-L874. <https://doi.org/10.1143/jjap.23.l871>.
69. Matsuda, K., Suzuki, K., Yamamura, K., & Kanda, Y. (1993). Nonlinear piezoresistance effects in silicon. *Journal of Applied Physics*, 73(4), 1838-1847. <https://doi.org/10.1063/1.353169>
70. Chroboczek, J. A., Pollak, F. H., & Staunton, H. F. (1984). Impurity conduction in silicon and effect of uniaxial compression on p-type Si. *Philosophical Magazine B*, 50(1), 113-156. <https://doi.org/10.1080/13642818408238831>
71. Гридчин, В. А. (1980). Нелинейное пьезосопротивление в p-кремнии. *Изв. вузов СССР: Сер. Физика*, 10, 3-7.
72. Баранский, П. И., Буда, И. С., Даховский, И. В., & Коломоец, В. В. (1977). Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. К.: Наукова думка, 270.
73. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Lavitska, E., Liakh, N., & Palewski, T. (2003, October). Studies of piezoresistance in Ge-Si whiskers at cryogenic temperatures. In *Solid State Crystals 2002: Crystalline Materials for Optoelectronics* (Vol. 5136, pp. 243-248). International Society for Optics and Photonics. <https://doi.org/10.1117/12.519666>
74. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., & Liakh, N. (2005). Study of piezoresistance in $GexSi_{1-x}$ whiskers for sensor application. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 8(1-3), 193-196. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2004.09.038>
75. Бриллюэн Л. (1934). Квантовая статистика. Харьков — Киев: ГНТИУ, 511.
76. Голод, П. І., & Клімик, А. У. (1992). Математичні основи теорії симетрій. Київ: Наукова думка, 357.

77. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Spin-orbit Splitting of Valence Band in Silicon Whiskers under Strain. *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 11 (2), 02019-1–2019-8. [https://doi.org/10.21272/jnep.11\(2\).02019](https://doi.org/10.21272/jnep.11(2).02019)
78. McLellan, A. G. (1984). The internal strain of a crystal lattice and its contributions to the elastic constants and piezoelectric coefficients. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 17(17), 2999-3007. <https://doi.org/10.1088/0022-3719/17/17/008>
79. McLellan, A. G. (1985). The perturbation treatment of the deformation of a crystal. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 18(8), 1553-1567. <https://doi.org/10.1088/0022-3719/18/8/003>
80. Панков Ю.М. (2000). *П'єзоопір у тонких шарах і мікрочисталах кремнію та германію р-типу провідності і сенсори на їх основі*. Автореф. дис. канд. фіз.-мат. наук, м. Львів.
81. Zabrodskii, A. G., Andreev, A. G., & Egorov, S. V. (1998). Coulomb gap and the metal–insulator transition. *physica status solidi (b)*, 205(1), 61-68. [https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1521-3951\(199801\)205:1%3C61::AID-PSSB61%3E3.0.CO;2-S](https://doi.org/10.1002/(SICI)1521-3951(199801)205:1%3C61::AID-PSSB61%3E3.0.CO;2-S)
82. Rentzsch, R., Reich, C., Ionov, A. N., Ginodman, V., Shlimak, I., Fozooni, P., & Lea, M. J. (1999). Influence of disorder in compensation-doped germanium on the critical indices of the metal-insulator transition. *Physics of the Solid State*, 41(5), 757-760. <https://doi.org/10.1134/1.1130864>
83. Забродский, А. Г., Андреев, А. Г., & Алексеенко, М. В. (1992). Прыжковая проводимость К= 0.3-серии образцов Ge: Ga: эффект насыщения, перескоки по ближайшим соседям и переход к прыжкам с переменной длиной. *Физика и техника полупроводников*, 26(3), 431-446. <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/23724>
84. Вейнгер, А. И., Забродский, А. Г., & Тиснек, Т. В. (2002). СВЧ магнитосопротивление компенсированного р-Ge: Ga в области фазового перехода изолятор–металл. *Физика и техника полупроводников*, 36(7), 826-835. <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/39907>

85. Bogdanovich, S., Simonian, D., Kravchenko, S. V., Sarachik, M. P., & Bhatt, R. N. (1999). Hopping conduction in uniaxially stressed Si: B near the insulator-metal transition. *Physical Review B*, 60(4), 2286-2290. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.60.2286>
86. Bogdanovich, S., Sarachik, M. P., & Bhatt, R. N. (1999). Conductivity of metallic Si: B near the metal-insulator transition: Comparison between unstressed and uniaxially stressed samples. *Physical Review B*, 60(4), 2292-2298. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.60.2292>
87. Voronin, V., Maryamova, I., Zaganyach, Y., Karetnikova, E., & Kutrakov, A. (1992). Silicon whiskers for mechanical sensors. *Sensors and Actuators A: Physical*, 30(1-2), 27-33. [https://doi.org/10.1016/0924-4247\(92\)80193-7](https://doi.org/10.1016/0924-4247(92)80193-7)
88. Дружинін А.О., Островський І.П., Лях Н.С., Матвієнко С.М. (2004). Спосіб визначення коефіцієнта термо-е.р.с. ниткоподібних кристалів. *Деклараційний патент на корисну модель № 3531 від 15.11.2004 за заявою № 2004042607 від 06.04.2004. Бюл. № 11 від 15.11.2004.*
89. Дружинин А.А., Кутраков А.П., Лях-Кагуй Н.С., Вуйцик А.М. (2013, May). Разработка двухфункционального датчика давления-температуры на основе нитевидных кристаллов кремния. *Труды XIV Международной научно-практической конференции “Современные информационные и электронные технологии” (СИЭТ)*, (с. 242-243) Одесса, Україна.
90. Гантмахер, В. Ф. (2013). Электроны в разупорядоченных средах: Курс лекций. М.: Физмалит, 288.
91. Шкловский, Б. И., Эфрос, А. Л. (1979). Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 416.
92. Druzhinin, A. A., Hortynska, I., Maryamova, I., Lavitska, E., & Oszwaldowski, M. (2001, April). Investigation of free and strained germanium whiskers at cryogenic temperatures. In *International Conference on Solid State Crystals 2000: Epilayers and Heterostructures in Optoelectronics and Semiconductor Technology* (Vol. 4413, pp. 143-147). International Society for Optics and Photonics. <https://doi.org/10.1117/12.425418>

93. Maryamova I., Druzhinin A., Lavitska E., Gortynska I., Yatzuk Y. (1999, September). Low temperature semiconductor mechanical sensors. *Intern. Conf. Eurosensors XIII, Book of Abstracts*, (pp. 245-246). The Hague, The Netherlands.
94. Байцар, Р. И., & Рак, В. С. (1998). Особенности построения полупроводниковых вибрационно-частотных сенсоров. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, (1), 29-31.
<http://dspace.nbuu.gov.ua/handle/123456789/140703>
95. Gule, Y. G., Klimovskaya, A. I., Rudko, G. Y., Valakh, M. Y., Ostrovskii, I. P., & Tsebulya, G. G. (1995, November). Optical properties of submicron filament silicon crystals. In *International Conference on Optical Diagnostics of Materials and Devices for Opto-, Micro-, and Quantum Electronics* (Vol. 2648, pp. 377-391). International Society for Optics and Photonics. <https://doi.org/10.1117/12.226199>
96. Žutić, I., Fabian, J., & Sarma, S. D. (2004). Spintronics: Fundamentals and applications. *Reviews of modern physics*, 76(2), 323.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.323>
97. Дружинін, А. О., Островський, І. П., & Когут, Ю. Р. (2010). Ниткоподібні кристали кремнію, германію та їх твердих розчинів в сенсорній електроніці. *Львів: Вид. НУ "Львівська політехніка, 200*.
98. Дружинін, А. О., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., Нічкало, С. І. (2016). Ниткоподібні кристали кремнію і твердого розчину кремній-германій в мікро- та наноелектроніці. *Львів: Видавництво «Триада плюс», 264*.
99. Nepijko, S. A., Kutnyakhov, D., Protsenko, S. I., Odnodvoretz, L. V., & Schönhense, G. (2011). Sensor and microelectronic elements based on nanoscale granular systems. *Journal of Nanoparticle Research*, 13(12), 6263-6281.
<https://doi.org/10.1007/s11051-011-0560-3>
100. Mangin, S., Ravelosona, D., Katine, J. A., Carey, M. J., Terris, B. D., & Fullerton, E. E. (2006). Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy. *Nature materials*, 5(3), 210.
<https://doi.org/10.1038/nmat1595>

101. Berger, L. (1996). Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, 54(13), 9353. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.9353>
102. Slonczewski, J. C. (1996). Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2), L1-L7. [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(96\)00062-5](https://doi.org/10.1016/0304-8853(96)00062-5)
103. Waintal, X., Myers, E. B., Brouwer, P. W., & Ralph, D. C. (2000). Role of spin-dependent interface scattering in generating current-induced torques in magnetic multilayers. *Physical Review B*, 62(18), 12317. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.12317>
104. Stiles, M. D., & Zangwill, A. (2002). Anatomy of spin-transfer torque. *Physical Review B*, 66(1), 014407. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.014407>
105. Волков, С. В., Ткач, О. П., Однодворець, Л. В., & Хижня, Я. В. (2016). Магніторезистивні властивості нанорозмірних плівкових матеріалів: варіювання вимірювальних струмів та мінімізація електронних шумів. *Журнал нано-та електронної фізики*, (8, № 3), 03030-1. [https://doi.org/10.21272/jnep.8\(3\).03059](https://doi.org/10.21272/jnep.8(3).03059).
106. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Yatsukhnenko, S. (2016). Magnetic properties of doped Si<B, Ni> whiskers for spintronics. In *Journal of Nano Research* (Vol. 39, pp. 43-54). Trans Tech Publications. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/JNanoR.39.43>
107. Yatsukhnenko, S., Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Chernetskiy, M. (2017). Nanoscale conductive channels in silicon whiskers with nickel impurity. *Nanoscale research letters*, 12(1), 78. <https://doi.org/10.1186/s11671-017-1855-9>
108. Дружинин, А. А., Марьямова, И. И., Лавитская, Е. Н., Кутраков, А. П., & Панков, Ю. М. (2001). От полупроводниковых тензорезисторов к микроэлектронным датчикам. *Датчики и системы*, (6), 2-7. <https://elibrary.ru/item.asp?id=12915067>

109. Дружинин, А. А., Марьямова, И. И., Лавитская, Е. Н., Кутраков, А. П., & Панков, Ю. М. (2001). Полупроводниковые сенсоры механических величин на основе микрокристаллов кремния для экстремальных условий. *Микросистемная техника*, (9), 3-8. <http://www.microsystems.ru/files/publ/265.htm>
110. Ионов, А. Л., Ренч, Р., & Шлимак, И. (1996). Роль электронных "озер" в эффекте отрицательного магнитосопротивления в области моттовской прыжковой проводимости. *Письма в ЖЭТФ*, 63(3), 187-191. http://www.jetpletters.ac.ru/ps/954/article_14551.pdf
111. Al'tshuler, B. L., Aronov, A. G., Larkin, A. I., & Khmel'Nitskii, D. E. (1981). Anomalous magnetoresistance in semiconductors. *Sov. Phys. JETP*, 54(2), 411-419. http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_054_02_0411.pdf
112. Ионов, А. Н., & Шлимак, И. С. (1977). Эффект Кондо в вырожденном германии, легированном немагнитными примесями. *Физика и техника полупроводников*, 11(4) 741-747.
113. Парфеньев, Р. В., Харус, Г. И., Цидильковский, И. М., & Шалыт, С. С. (1974). Магнитофононный резонанс в полупроводниках. *Успехи физических наук*, 112(1), 3-36. http://elibrary.lt/resursai/Uzsienio%20leidiniai/Uspechi_Fiz_Nauk/1974/1/r741a.pdf
114. Stradling, R. A., & Wood, R. A. (1970). The application of the magnetophonon effect to a study of hot electron phenomena in insb. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 3(12), 2425. <https://doi.org/10.1088/0022-3719/3/12/007>
115. Eaves, L., Hoults, R. A., Stradling, R. A., Tidey, R. J., Portal, J. C., & Askenazy, S. (1975). Fourier analysis of magnetophonon and two-dimensional Shubnikov-de Haas magnetoresistance structure. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 8(7), 1034-1053. <https://doi.org/10.1088/0022-3719/8/7/019>
116. Faugeras, C., Maude, D. K., Martinez, G., Rigal, L. B., Proust, C., Friedland, K. J., & Ploog, K. H. (2004). Magnetophonon resonance in high-density high-mobility quantum well systems. *Physical Review B*, 69(7), 073405-1–073405-4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.073405>

117. Глузман Н.Г., Любимов В.Э., Цидильковский И.М. (1973). Магнетофонные осцилляции продольного магнетосопротивления n-Ge. *Физика и техника полупроводников*, 7, 1000-1001.
118. Eaves, L., Hoult, R. A., Stradling, R. A., Askenazy, S., Barbaste, R., Carrere, G., & Ulmet, P. (1977). An investigation of the valence bands of germanium, InSb and GaAs by means of the magnetophonon effect. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 10(15), 2831-2848. <https://doi.org/10.1088/0022-3719/10/15/018>
119. Михеев В. М., Поморцев Р. В. (1980). Магнетофонные осцилляции поперечного магнетосопротивления в бесщелевых полупроводниках в условиях разогрева электронов и дырок. *Физика и техника полупроводников*, 14(2), 346-351.
120. Licini, J. C., Bishop, D. J., Kastner, M. A., & Melngailis, J. (1985). Aperiodic magnetoresistance oscillations in narrow inversion layers in Si. *Physical review letters*, 55(27), 2987. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.2987>
121. Hirose, Y., Tsukahara, T., & Hamaguchi, C. (1983). Magnetophonon resonance in n-type germanium at low temperatures. *Journal of the Physical Society of Japan*, 52(12), 4291-4299. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.52.4291>
122. Hamaguchi, C., Hirose, Y., & Shimomae, K. (1983). Magnetophonon and magnetoimpurity resonances in N-Germanium. In *Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics* (pp. 423-426). Springer, Berlin, Heidelberg. https://doi.org/10.1007/3-540-11996-5_63
123. Futagawa, H., Miura, N., Yamada, K., Kamata, N., Kowata, A., & Hamaguchi, C. (1993). The role of the effective mass in the hot-electron magnetophonon resonance in n-type germanium. *Journal of the Physical Society of Japan*, 62(12), 4407-4413. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.62.4407>
124. Kamata, N., Futagawa, H., Yamada, K., Miura, N., & Hamaguchi, C. (1992). Hot-electron magnetophonon resonance in n-type germanium in pulsed high magnetic fields up to 40 T. *Semiconductor Science and Technology*, 7(3B), B39. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/7/3B/010>

125. Lee, S. C., Kim, J. Y., Kim, D. C., Kim, D. L., Hu, G., & Ryu, J. Y. (1998). Transverse and longitudinal hot-electron magnetophonon resonance in n-type germanium. *Journal of the Korean Physical Society*, 32(2), 138-143. <https://JP-32-2-138.pdf>
126. Schneider, D., Brink, C., Irmer, G., & Verma, P. (1998). Effective mass and bandstructure of n-InAs from magnetophonon resonance and Raman scattering at temperatures between T= 64 and 360 K. *Physica B: Condensed Matter*, 256, 625-628. [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(98\)00685-1](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(98)00685-1)
127. Faugeras, C., Maude, D. K., Martinez, G., Rigal, L. B., Proust, C., Friedland, K. J., & Ploog, K. H. (2004). Magnetophonon resonance in high-density high-mobility quantum well systems. *Physical Review B*, 69(7), 073405. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.073405>
128. Kang, D. S., Lee, S. C., & Kim, S. W. (2010). Magnetophonon resonance by quantum size effects in n-Ge-based and n-GaAs-based quantum-dot superlattices. *Journal of the Korean Physical Society*, 57(4), 760-767. <http://dx.doi.org/10.3938/jkps.57.760>
129. Miura, N., Kozlova, N. V., Dörr, K., Freudenberger, J., Schultz, L., Drachenko, O., & Shiraki, Y. (2010). Quantum transport and cyclotron resonance study of Ge/SiGe quantum wells in high magnetic fields. *Journal of Low Temperature Physics*, 159(1-2), 222-225. <https://doi.org/10.1007/s10909-009-0122-6>
130. Tomaka, G., Sheregii, E. M., Cebulski, J., Sciuk, W., Strupinski, W., & Dobrzanski, L. (2001, April). Investigation of the strain layers in multiple quantum wells by magnetophonon resonance. In *International Conference on Solid State Crystals 2000: Epilayers and Heterostructures in Optoelectronics and Semiconductor Technology* (Vol. 4413, pp. 248-253). International Society for Optics and Photonics. <https://doi.org/10.1117/12.425440>
131. Kim, Y., Poumirol, J. M., Lombardo, A., Kalugin, N. G., Georgiou, T., Kim, Y. J., & Fal'ko, V. I. (2013). Measurement of filling-factor-dependent magnetophonon resonances in graphene using Raman spectroscopy. *Physical review letters*, 110(22), 227402. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.227402>

132. Kashuba, O., & Fal'ko, V. I. (2013). Interplay between uniaxial strain and magnetophonon resonance in graphene. *Physical Review B*, 87(16), 161404. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.161404>
133. Kashuba, O., & Fal'ko, V. I. (2012). Role of electronic excitations in magneto-Raman spectra of graphene. *New Journal of Physics*, 14(10), 105016. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/10/105016>
134. Klimovskaya, A. I., Prokopenko, I. V., Svechnikov, S. V., Ostrovskii, I. P., Gutakovskiy, A. K., Nastaushev, Y. A., & Aseev, A. L. (2002). Nanoporous wire-like superstructure of silicon and silicon/germanium solid solution. *Materials Science and Engineering: C*, 19(1-2), 205-208. [https://doi.org/10.1016/S0928-4931\(01\)00463-5](https://doi.org/10.1016/S0928-4931(01)00463-5)
135. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Кутраков, О. П. (2015). Датчики механічних величин на основі ниткоподібних кристалів кремнію, германію та сполук A^3B^5 . Львів: Видавництво Львівської політехніки, 232.
136. Дружинін, А. О., Островський, І. П. Ховерко, Ю. М., Лях-Кагуй, Н. С. (2009, Вересень). Вплив деформації на магнітоопір ниткоподібних кристалів кремнію та Si-Ge. *Тези доповідей IV Української наукової конференції з фізики напівпровідників. Том 1*, (с. 203-204) м. Запоріжжя, Україна.
137. Дружинін, А. О., Павловський, І. В. (2008). Магнітоопір легованих ниткоподібних кристалів кремнію р-типу провідності за криогенних температур. *VI Міжнародна школа конференція "Актуальні проблеми фізики напівпровідників": Тези доповідей*, (с. 138) м. Дрогобич, Україна.
138. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Kogut, Iu. R., Warchulska, J. K. (2005). Magnetic properties of кремнію whiskers. *E-MRS 2008 Spring Meeting, Scientific Programme and Book of Abstracts. Symposium: K Advanced Silicon materials research for electronic and photovoltaic applications*, (p. 38-39) Strasbourg, France.
139. Андреев, А. Г., Егоров, С. В., Забродский, А. Г., Парфеньев, Р. В., & Черняев, А. В. (2000). Гистерезис магнитосопротивления нейтронно-легированного Ge в области прыжкового транспорта по состоянию кулоновской щели. *Физика и техника полупроводников*, 34(7), 796-802. <https://journals.ioffe.ru/articles/37185>

140. Kawabata, A. (1985). Scaling theory of Anderson localization. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 84, 16-46. <https://doi.org/10.1143/PTPS.84.16>
141. Вейнгер, А. И., Забродский, А. Г., & Тиснек, Т. В. (2000). Магнетосопротивление компенсированного Ge: As на сверхвысоких частотах в области фазового перехода металл–изолятор. *Физика и техника полупроводников*, 34(7), 774-782. <https://journals.ioffe.ru/articles/37181>
142. Дружинін А.О., Островський І.П., Когут Ю.Р., Нічкало С.І. (2008). Магнітоопір нитчастих кристалів Si-Ge з концентрацією домішки в околі переходу метал-діелектрик за криогенних температур. *XI відкр. наук.-техн. конф. проф.-викл. складу ІТРЕ НУ “Львівська політехніка” з проблем електроніки: Тези доповідей*, (с. 22.) Львів: Видав. НУ “Львівська політехніка”.
143. Дружинін, А. О., Островський, І. П., Когут, Ю. Р., & Нічкало, С. І. (2008). Магнетоопір ниткуватих кристалів Si-Ge з концентрацією домішки в околі концентраційного переходу метал-діелектрик за криогенних температур. *Вісник НУ “Львівська політехніка” “Електроніка”*, 619, 127-134. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/1575>
144. Дружинін А.О., Островський І.П., Лях Н.С. (2003). Магнітоопір ниткоподібних кристалів Ge-Si. *Фізика і хімія твердого тіла*, 4(3), 485-490.
145. Цидильковский, И. М. (1978). Зонная структура полупроводников. М.: Наука, 328.
146. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Rogacki, K. (2018). Berry phase in strained InSb whiskers. *Fizika Nizkikh Temperatur*, 44(11), 1521–1527. <https://doi.org/10.1063/1.5060974>
147. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Quantization in magnetoresistance of strained InSb whiskers. *Low Temperature Physics*, 45(5), 513-517. <https://doi.org/10.1063/1.5097360>

148. El Kaouachi, A., Nafidi, A., Nafidi, A., & Biskupski, G. (2002). Positive and negative magnetoresistance on both sides of the metal–insulator transition in metallic n-type InP. *Semiconductor science and technology*, 18(2), 69. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/18/2/301>
149. Fujimoto, A., Kobori, H., Ohyama, T., Ishida, S., Satoh, K., Kusaka, T., & Kakehi, Y. (2002). Crossover from positive to negative magnetoresistance by the rise of electron temperature for Si: Sb in the variable-range hopping regime. *Physica B: Condensed Matter*, 324(1-4), 1-8 [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(02\)01177-8](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(02)01177-8)
150. Агринская, Н. В., Козуб, В. И., Полянская, Т. А., & Саидов, А. С. (1999). Проявление ε_2 -проводимости в магнитосопротивлении многодолинных полупроводников. *Физика и техника полупроводников*, 33(2), 161-169. <https://journals.ioffe.ru/articles/35671>
151. Федотов, В. В. (2017). Огляд теорії мезоскопічних систем. *Фізика і хімія твердого тіла*, 18(3), 282-287. <http://dx.doi.org/10.15330/pcss.18.3.282-287>
152. Альтшулер, Б. Л., Аронов, А. Г., Ларкин, А. И., Хмельницький, Д. Е. (1981). Об аномальном магнитосопротивлении в полупроводниках. *ЖЭТФ*, 81, 2(8), 768-783.
153. Полянская, Т. А., & Шмарцев, Ю. В. (1989). Квантовые поправки к проводимости в полупроводниках с двумерным и трехмерным электронным газом. *Физика и техника полупроводников*, 23(1), 3-32. <http://journals.ioffe.ru/articles/29571>
154. Беркутов, И. Б., Андриевский, В. В., Комник, Ю. Ф., Колесниченко, Ю. А., Беркутова, А. И., Ледли, Д. Р., & Миронов, О. А. (2016). Интерференционные эффекты в кремний-германиевых гетероструктурах с квантовыми ямами различной ширины. *Физика низких температур*, 42(2), 149-158. <http://dspace.nbu.gov.ua/handle/123456789/128462>
155. Богорош, О. Т., Воронов, С. О., Шматко, І. О., & Шматко, О. А. (2013). Стики меж зерен у полікристалічних плівках кремнію. *Металлофізика и новейшие технологии*, 35(2), 187-197. http://nbuv.gov.ua/UJRN/MPhNT_2013_35_2_6

156. Белявский, В. И., & Копаев, Ю. В. (2004). Обобщающий взгляд на природу высокотемпературной сверхпроводимости (по материалам M2S-HTSC-VII). *Успехи физических наук*, 174(4), 457-465. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0174.200404m.0457>
157. Шпак, А. П., Литовченко, А. С., & Калініченко, О. А. (2005). Фонон-квадрупольный механизм утворення куперівських пар у високотемпературних надпровідниках. *Вісник Національного Авіаційного Університету*, 26(4), 171-174. <http://dx.doi.org/10.18372/2306-1472.26.1261>
158. Головашкин, А. И. (1987). Высокотемпературные сверхпроводящие керамики (обзор экспериментальных данных). *Успехи физических наук*, 152(8), 553-573. http://elibrary.lt/Uspechi_Fiz_Nauk/1987/08/r878a.pdf
159. Пашицкий, Э. А. (1989). К вопросу о механизме высокотемпературной сверхпроводимости в $YBa_2Cu_3O_7$. *Физика твердого тела*, 31(1), 46-56. <https://journals.ioffe.ru/articles/28277>
160. Максимов, Е. Г. (2000). Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Современное состояние. *Успехи физических наук*, 170(10), 1033-1061. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0170.200010a.1033>
161. Гедеон, В. Ф. (2012). Розсіяння електронів на іоні Si. *Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика*, 31, 129-135. <https://doi.org/10.24144/2415-8038.2012.31.129-135>
162. Борисенко, С. И. (2003). Рассеяние электронов на ионах примеси при низких температурах в сверхрешетке с легированными квантовыми ямами. *Физика и техника полупроводников*, 37(9), 1117-1122. <https://journals.ioffe.ru/articles/5363>
163. Луньов, С. В., Бурбан, О. В., Косинець, Л. А., Цизь, А. І., & Максимчук, Т. В. (2014). Розсіяння електронів для різних Δ_1 моделей зони провідності монокристалів n-Ge. *Перспективні технології та прилади*, (4), 8-12. http://nbuv.gov.ua/UJRN/ptp_2014_4_4
164. Луньов С. В. (2015). Розсіювання електронів для одновісно деформованих монокристалів n-Ge. *Журнал нано- та електронної фізики*, 7(3), 03029-1–03029-6. http://nbuv.gov.ua/UJRN/jnef_2015_7_3_31

165. Куцова, В. З., Носко, О. А., & Сулай, А. М. (2015). Структура, механічні та електрофізичні властивості монокристалічного кремнію під дією постійного магнітного поля. *Вісник Дніпропетровського університету. Серія: Ракетно-космічна техніка*, (23, вип. 18 (1)), 84-92. http://nbuv.gov.ua/UJRN/vdurkt_2015_23_18%281%29_14
166. Zhang, Q., & Schwingenschlögl, U. (2018). Rashba effect and enriched spin-valley coupling in Ga X/M X₂ (M= Mo, W; X= S, Se, Te) heterostructures. *Physical Review B*, 97(15), 155415. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.155415>
167. Ivey, J. L., & Mieher, R. L. (1975). Ground-state wave function for shallow-donor electrons in silicon. I. Isotropic electron-nuclear-double-resonance hyperfine interactions. *Physical Review B*, 11(2), 822. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.29.176>
168. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Khoverko, Y. M., Liakh-Kaguj, N. S., & Kogut, I. R. (2011). Strain effect on magnetoresistance of SiGe solid solution whiskers at low temperatures. *Materials science in semiconductor processing*, 14(1), 18-22. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2010.12.012>
169. Druzhinin, A. A., Maryamova, I. I., Kuttrakov, O. P., Liakh-Kaguy, N. S., & Palewski, T. (2012). Strain induced effects in p-type silicon whiskers at low temperatures. *Functional materials*, 19(3), 325-329. <http://dspace.nbuv.gov.ua/handle/123456789/135328>
170. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Khoverko, Y. M., Kogut, I. R., Nichkalo, S. I., & Warchulska, J. K. (2012). Magnetic susceptibility of doped Si nanowhiskers. *Journal of nanoscience and nanotechnology*, 12(11), 8690-8693. <https://doi.org/10.1166/jnn.2012.6804>
171. Yatsukhnenko, S., Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Chernetskiy, M. (2017). Nanoscale conductive channels in silicon whiskers with nickel impurity. *Nanoscale research letters*, 12(1), 78. <https://doi.org/10.1186/s11671-017-1855-9>
172. Зельдович, Я. Б., Бучаченко, А. Л., & Франкевич, Е. Л. (1988). Магнитно-спиновые эффекты в химии и молекулярной физике. *Успехи физических наук*, 155(5), 3-45. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0155.198805a.0003>

173. Буджак Я.С. (2017). Великий термодинамічний потенціал Гіббса в теорії кінетичних властивостей кристалів. *Фізика і хімія твердого тіла*, 18(1), 7-14. <http://dx.doi.org/10.15330/pcss.18.1.7-14>
174. Пазуха І.М., Проценко І.Ю., Чешко І.В. (2014). Фізичні властивості плівкових матеріалів мікро- і наноелектроніки: навчальний посібник. Ч. 1. Суми: Сумський державний університет, 229.
175. Vykanov, D. D., Novikov, S. V., Polyanskaya, T. A., Savel'ev, I. G. (2002). Weak antilocalization and spin-orbit interaction in a In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP quantum well in the persistent photoconductivity state. *Semiconductors*, 36(12), 1389-1397. <https://doi.org/10.1134/1.1529251>
176. Dorozhkin, S. I., Kapustin, A. A., & Murzin, S. S. (2013). Observation of crossover from weak localization to antilocalization in the temperature dependence of the resistance of a two-dimensional system with spin-orbit interaction. *JETP letters*, 97(3), 149-154. <https://doi.org/10.1134/S002136401303003X>
177. Gantmakher, V. F., Zverev, V. N., Teplinskii, V. M., Tsydynzhapov, G. E., & Barkalov, O. I. (1993). Anomalous superconducting response and nonactivating tunneling in high-resistance metastable states of GaSb. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 104, 3217-3231. http://jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_077_03_0513.pdf
178. Kettemann, S. (2007). Dimensional control of antilocalization and spin relaxation in quantum wires. *Physical review letters*, 98(17), 176808. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.176808>
179. Kleimann, P., Semmache, B., Le Berre, M., & Barbier, D. (1998). Stress-dependent hole effective masses and piezoresistive properties of p-type monocrystalline and polycrystalline silicon. *Physical review B*, 57(15), 8966. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.8966>
180. Tahan, C., & Joynt, R. (2005). Rashba spin-orbit coupling and spin relaxation in silicon quantum wells. *Physical Review B*, 71(7), 075315. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.075315>
181. Nagaoka, Y. (1985). Theory of Anderson Localization. A Historical Survey. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 84, 1-15. <https://doi.org/10.1143/PTPS.84.1>

182. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.M., Liakh-Kaguy N.S. (2018). Magnetoresistance of Ge-Si whiskers in the vicinity to metal-insulator transition. *Physics and Chemistry of Solid State*, 19(2), 130-133. <http://dx.doi.org/10.15330/pcss.19.2.130-133>
183. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Liakh N.S., Kogut Yu.R. (2008, October). Magnetoresistance of Ge-Si in the vicinity to metal-insulator transition. *Physics of electronic materials: 3rd International Conference Proceedings, Vol. 2*, (p. 150-154) Kaluga. Russia.
184. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Liakh-Kaguy N.S., Kogut Iu.R., Nichkalo S.I. (2010, May). Strain-induced magnetoresistance of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ whiskers. *8-th International Conference on Electronic Processes in Organic and Inorganic Materials. Book of Abstracts*, (p. 67-68) Ivano-Frankivsk region, Ukraine.
185. Payne, R. T. (1965). Phonon energies in germanium from phonon-assisted tunneling. *Physical Review*, 139(2A), A570-A582. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.139.A570>
186. Voronovskii, A. N., Dizhur, E. M., & Itskevich, E. S. (1979). Change of phonon energy in germanium at pressures up to 3 GPa. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 50, 564.
187. Druzhinyin, A. O., Ostrovs' kij, Y. P., Lyakh, N. S., & Matvyijenko, S. M. (2005). Thermo-EMF in Si-Ge solid solution whiskers. *Zhurnal Fyzychnikh Doslyidzhen'*, 9(1), 71-74.
188. Дружинін А.О., Павловський І.В. (2003, Червень). Магнетофононний резонанс в ниткоподібних кристалах Ge n-типу. *IV Міжн. шк.-конф. "Актуальні проблеми фізики напівпровідників". Тези доповідей*, (с. 145.) Україна, Дрогобич.
189. Дружинін, А., & Павловський, І. (2004). Магнетофононні осциляції поперечного та повздовжнього магнетосопротивлення ниткоподібних кристалів Ge. *Наукові записки НаУКМА: Фізико-математичні науки*, 23, 27–31. <http://ekmair.ukma.edu.ua/handle/123456789/8316>

190. Druzhinyin, A. O., Ostrovs'kij, Y. P., Lyakh, N. S., & Matvyijenko, S. M. (2005). Thermo-EMF in Si-Ge solid solution whiskers. *Zhurnal Fizichnikh Doslyidzhen'*, 9(1), 71-74. ISSN 1027-4642 <https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig:37097681>
191. Вавилов, В. С. (1963). Действие излучений на полупроводники. М.: Гос. изд-во физико-математической лит-ры. 264.
192. Смирнов, Л. С., & Вавилов, В. С. (1988). Действие излучений на полупроводники. М.: Наука, 192.
193. Конозенко, И. Д., Семенюк, А. К., & Хиврич, В. И. (1974). Радиационные эффекты в кремнии. Київ: Наукова думка, 199.
194. Баранський, П. І., Федосов, А. В., & Гайдар, Г. П. (2007). Неоднорідності напівпровідників і актуальні задачі міждефектної взаємодії в радіаційній фізиці і нанотехнології. Київ-Луцьк: Редакційно-видавничий відділ Луцького державного технічного університету, 316.
195. Пагава, Т. А. (2007). Особенности отжига радиационных дефектов в облученных кристаллах p-Si. *Физика и техника полупроводников*, 41(6), 651-653. <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/6337>
196. Коршунов Ф.П., Богатырев Ю.В., Ластовский С.Б., Мурин Л.И., Маркевич В.П., Абросимов Н.В. (2007, Сентябрь). Влияние отжига радиационных дефектов на характеристики n⁺-р-структур на Si_{1-x}Ge_x:В. 7-я международная конференция «Взаимодействие излучений с твердым телом», Минск, Беларусь.
197. Мукашов Б.Н., Колодин Л.Г., Нусупов К.Х. (1978). Кинетика отжига радиационных дефектов в кремнии р-типа при температурах 150 ÷ 300 К. *Физика и техника полупроводников*, 12(6), 1174-1178.
198. Хируненко, Л. И., Шаховцов, В. И., & Шумов, В. В. (1998). Радиационное дефектообразование в кремнии, легированном германием, при низкотемпературном облучении. *Физика и техника полупроводников*, 32(2), 132-134. <https://journals.ioffe.ru/articles/34243>

199. Emtsev, V. V., Ehrhart, P., Poloskin, D. S., & Dedek, U. (1999). Electron irradiation of heavily doped silicon: group-III impurity ion pairs. *Physica B: Condensed Matter*, 273, 287-290. [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(99\)00506-2](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(99)00506-2)
200. Emtsev, V. V., Ehrhart, P., Poloskin, D. S., & Emtsev, K. V. (2007). Comparative studies of defect production in heavily doped silicon under fast electron irradiation at different temperatures. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 18(7), 711-714. <https://doi.org/10.1007/s10854-006-9103-6>
201. Gwozdz, P. S., & Koehler, J. S. (1972). Changes in ac conductivity of silicon with electron irradiation at 0.5 K. *Physical Review B*, 6(12), 4571-4574. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.6.4571>
202. McKeighen, R. E., & Koehler, J. S. (1971). Electron-Irradiation Effects in Silicon at Liquid-Helium Temperatures Using ac Hopping Conductivity. *Physical Review B*, 4(2), 462-476. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.4.462>
203. Kozlovskii, V. V., Emtsev, V. V., Emtsev, K. V., Strokan, N. B., Ivanov, A. M., Lomasov, V. N., ... & Lebedev, A. A. (2008). Effect of electron irradiation on carrier removal rate in silicon and silicon carbide with 4H modification. *Semiconductors*, 42(2), 242-247. <https://doi.org/10.1134/S1063782608020231>
204. Павловська, Н. Т., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., Павловський, Ю. В., Цмоць, В. М., Литовченко, П. Г., Карпенко, А. Я., Поварчук, В. Ю. (2010). Зміни фізичних параметрів ниткоподібних кристалів SiGe зумовлені радіаційним опроміненням. *VII Міжнародна школа-конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників»: Тези доповідей.* (с. 125-127) Дрогобич, Україна.
205. Буджак, Я. С., Дружинін, А. О., Павловський, І. В., Ховерко, Ю. М. (2008). Ниткоподібні кристали кремнію та їх провідність в інтервалі температури (4,2÷300) К. *XI відкр. наук.-техн. конф. проф.-викл. складу ІТРЕ НУ “Львівська політехніка” з проблем електроніки: Тези доповідей,* (с. 12) Львів: Видав. НУ “Львівська політехніка”, Україна.

206. Буджак, Я. С., Дружинін, А. О., Павловський, І. В., Ховерко, Ю. М. (2008, Січень). Провідність легованих ниткоподібних кристалів кремнію та її аналіз в інтервалі температур 4,2–300 К. *Міжрегіональний науковий семінар “Сучасні проблеми електроніки”*, (с. 11-12) м. Львів, Україна.
207. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Khoverko, Yu. M., Nichkalo, S. I. (2009). Growth of Si wires array by cvd method. *E-MRS 2009 Spring Meeting, Scientific Programme and Book of Abstracts. Symposium: I Advanced Silicon materials research for electronic and photovoltaic applications*, (p. 154) Strasbourg, France.
208. Трофимов, И. Е., Денин, А. И., Мурзин, В. П. (1989). Магнитосопротивление по D-зоне. *М.: ФИАН, 15*.
209. Дружинін, А. О., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., Литовченко, П. Г., Павловська, Н. Т., Павловський, Ю. В., Цмоць, В. М., Поварчук, В. Ю. (2010). Радіаційна стійкість ниткоподібних кристалів Si-Ge для сенсорів фізичних величин. *Труды XI Международной научно-практической конференции “Современные информационные и электронные технологии” (СИЭТ-2010). Том 2*, (с. 127) Одесса, Україна.
210. Nilsson, H. A., Caroff, P., Thelander, C., Larsson, M., Wagner, J. B., Wernersson, L. E., ... & Xu, H. Q. (2009). Giant, level-dependent g factors in InSb nanowire quantum dots. *Nano letters*, 9(9), 3151-3156. <https://doi.org/10.1021/nl904053j>
211. Yao, H., Yusuf Günel, H., Blömers, C., Weis, K., Chi, J., Grace Lu, J., ... & Schäpers, T. (2012). Phase coherent transport in InSb nanowires. *Applied physics letters*, 101(8), 082103. <https://doi.org/10.1063/1.4747200>
212. Kulkarni, J. P., & Roy, K. (2008). Technology circuit co-design for ultra fast InSb quantum well transistors. *IEEE transactions on electron devices*, 55(10), 2537-2545. <https://doi.org/10.1109/TED.2008.2003030>
213. Obukhov, S. A. (2012). A new type of low temperature conductivity in InSb doped with Mn. *AIP Advances*, 2(2), 022116. <https://doi.org/10.1063/1.4711041>

214. Rosker, M., & Shah, J. (2003, November). DARPA's program on Antimonide Based Compound Semiconductors (ABCS). In *25th Annual Technical Digest 2003. IEEE Gallium Arsenide Integrated Circuit (GaAs IC) Symposium, 2003.* (p. 293). <https://doi.org/10.1109/GAAS.2003.1252414>
215. Intel and QinetiQ (2005). Collaborate On Transistor Research, 2005. URL: <https://newsroom.intel.com/archive/releases/2005/20050208corp.html#gs.511948>
216. Cornett, J. E., & Rabin, O. (2011). Thermoelectric figure of merit calculations for semiconducting nanowires. *Applied Physics Letters*, 98(18), 182104. <https://doi.org/10.1063/1.3585659>
217. Mingo N. (2004). Thermoelectric figure of merit and maximum power factor in III–V semiconductor nanowires. *Applied Physics Letters*, 84(14), 2652–2654. <https://doi.org/10.1063/1.1695629>
218. Mingo N. (2006). Erratum: Thermoelectric figure of merit and maximum power factor in III–V semiconductor nanowires. *Applied Physics Letters*, 88(14), 149902.
219. Hu, S. H., Sun, C. H., Sun, Y., Ge, J., Wang, R., Wu, J., ... & Dai, N. (2009). High quality of InAsSb epilayer with cutoff wavelength longer than 10 μm grown on GaAs by the modified LPE technique. *Journal of Crystal Growth*, 311(8), 2309–2312. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2009.02.037>
220. Yin, M., Nash, G. R., Coomber, S. D., Buckle, L., Carrington, P. J., Krier, A., & Emeny, M. T. (2008). GaInSb/AlInSb multi-quantum-wells for mid-infrared lasers. *Applied Physics Letters*, 93(12), 121106. <https://doi.org/10.1063/1.2990224>
221. Rodriguez, J. B., Cerutti, L., & Tournie, E. (2009). GaSb-based, 2.2 μm type-I laser fabricated on GaAs substrate operating continuous wave at room temperature. *Applied Physics Letters*, 94(2), 023506. <https://doi.org/10.1063/1.3072596>
222. Bennett, B. R., Ancona, M. G., Boos, J. B., Canedy, C. B., & Khan, S. A. (2008). Strained GaSb/AlAsSb quantum wells for p-channel field-effect transistors. *Journal of Crystal Growth*, 311(1), 47–53. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2008.10.025>

223. Richter, J., Strassner, J., Loeber, T. H., Fouckhardt, H., Nowozin, T., Bonato, L., & Lorke, A. (2014). GaSb quantum dots on GaAs with high localization energy of 710 meV and an emission wavelength of 1.3 μm . *Journal of Crystal Growth*, 404, 48-53. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2014.06.045>
224. Zhou, W., Li, X., Xia, S., Yang, J., Tang, W., & Lau, K. M. (2012). High hole mobility of GaSb relaxed epilayer grown on GaAs substrate by MOCVD through interfacial misfit dislocations array. *Journal of Materials Science & Technology*, 28(2), 132-136. [https://doi.org/10.1016/S1005-0302\(12\)60033-4](https://doi.org/10.1016/S1005-0302(12)60033-4)
225. Большакова І.А., Голяка Р.Л., Макидо О.Ю., Марусенкова Т.А. (2005). Нові конструкції напівпровідникових тонкоплівкових 3-D сенсорів магнітного поля. *Електроніка і зв'язь*, 2-3, 6-10.
226. Druzhinin, A. A., Maryamova, I. I., & Kutrakov, O. P. (2016). GaSb whiskers in sensor electronics. *Functional materials*, 23(2), 206-2011. <http://dx.doi.org/10.15407/fm23.02.206>
227. Лифшиц, Е. М., & Питаевский, Л. П. (1979). Физическая кинетика. Т. 10. М.: Физматлит, 536.
228. Kubo, R. (1957). Statistical-mechanical theory of irreversible processes. I. General theory and simple applications to magnetic and conduction problems. *Journal of the Physical Society of Japan*, 12(6), 570-586. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.12.570>
229. Зубарев, Д. Н. (1971). Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 416.
230. Абрикосов, А. А., Горьков, Л. П., & Дзялошинский, И. Е. (1962). Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматгиз, 444.
231. Боголюбов, Н. Н. (1946). Проблемы динамической теории в статистической физике. М. - Л.: ОГИЗ. Гостехиздат.
232. Van Hove, L. (1957). The approach to equilibrium in quantum statistics: A perturbation treatment to general order. *Physica*, 23(1-5), 441-480. [https://doi.org/10.1016/S0031-8914\(57\)92891-4](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(57)92891-4)
233. Prigonine, I., & Resibois, P. (1961). On the kinetics of the approach to equilibrium. *Physica*, 27(7), 629-646. [https://doi.org/10.1016/0031-8914\(61\)90008-8](https://doi.org/10.1016/0031-8914(61)90008-8)

234. Luttinger, J. M., & Kohn, W. (1958). Quantum theory of electrical transport phenomena. II. *Physical Review*, 109(6), 1892-1909. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.1892>
235. Каданов Л., Бейм Г. (1964). Квантовая статистическая механика. М.: Мир.
236. Келдыш, Л. В. (1965). Диаграммная техника для неравновесных процессов. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 48(4), 1515-1527.
237. Аскеров, Б. М. (1985). Электронные явления переноса в полупроводниках. М.: Наука, 320.
238. Займан, Д. М. (1962). Электроны и фононы: Теория явлений переноса в твердых телах: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит. 488.
239. Fischetti, M. V. (1991). Monte Carlo simulation of transport in technologically significant semiconductors of the diamond and zinc-blende structures. I. Homogeneous transport. *IEEE transactions on electron devices*, 38(3), 634-649. <https://doi.org/10.1109/16.75176>
240. Kunikiyo, T., Takenaka, M., Kamakura, Y., Yamaji, M., Mizuno, H., Morifuji, M., & Hamaguchi, C. (1994). A Monte Carlo simulation of anisotropic electron transport in silicon including full band structure and anisotropic impact-ionization model. *Journal of Applied Physics*, 75(1), 297-312. <https://doi.org/10.1063/1.355849>
241. Malyk, O. P. (2006). Electron scattering on the short-range potential in narrow gap $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. *Materials Science and Engineering: B*, 129(1-3), 161-171. <https://doi.org/10.1016/j.mseb.2006.01.007>
242. Malyk, O. (2009). The local electron interaction with crystal lattice defects in CdHgSe solid solution. *Physica status solidi c*, 6(S11), S86-S89. <https://doi.org/10.1002/pssc.200881315>
243. Kane, E. O. (1957). Band structure of indium antimonide. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1(4), 249-261. [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(57\)90013-6](https://doi.org/10.1016/0022-3697(57)90013-6)

244. Szymańska, W., & Dietl, T. (1978). Electron scattering and transport phenomena in small-gap zinc-blende semiconductors. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 39(10), 1025-1040. [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(78\)90155-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(78)90155-5)
245. Fan, H. Y. (1951). Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physical Review*, 82(6), 900-905. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.82.900>
246. Ehrenreich, H. (1957). Electron scattering in InSb. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 2(2), 131-149. [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(57\)90099-9](https://doi.org/10.1016/0022-3697(57)90099-9)
247. Ehrenreich, H. (1959). Transport of electrons in intrinsic InSb. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 9(2), 129-148. [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(59\)90203-3](https://doi.org/10.1016/0022-3697(59)90203-3)
248. Malyk, O. P. (2005). The local inelastic electron–polar optical phonon interaction in mercury telluride. *Computational materials science*, 33(1-3), 153-156. <https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2004.12.052>
249. Malyk, O. P. (2004). Inelastic electron-polar optical phonon scattering in the solid solution $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. *Journal of alloys and compounds*, 379(1-2), 60-63. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2004.02.039>
250. Bogusławski, P. (1975). Nonpolar Scattering of Electrons by Optical Phonons in Small Gap Semiconductors. *physica status solidi (b)*, 70(1), 53-62. <https://doi.org/10.1002/pssb.2220700104>
251. Lawætz, P. (1969). Long-wavelength phonon scattering in nonpolar semiconductors. *Physical Review*, 183(3), 730-739. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.183.730>
252. Бир, Г. Л., & Пикус, Г. Е. (1960). Теория деформационного потенциала для полупроводников со сложной зонной структурой. *Физика твердого тела*, 2(9), 2287-2300.
253. Szymańska, W., Bogusławski, P., & Zawadzki, W. (1974). Elastic Electron Scattering in Symmetry-Induced Zero-Gap Semiconductors. *physica status solidi (b)*, 65(2), 641-654. <https://doi.org/10.1002/pssb.2220650223>

254. Weill G., Verie C., Acad C.R. (1966). Deformation sous leffet de la pression, de la structure de band des alliages HgTe-CdTe. Academie des Science Comptes Rendus (Paris), 263. (6), 463-465.
255. Erginsoy, C. (1950). Neutral impurity scattering in semiconductors. *Physical Review*, 79(6), 1013-1014. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.79.1013>
256. Malyk, O. P. (2009). Charge carrier scattering on the short-range potential of the crystal lattice defects in ZnCdTe, ZnHgSe and ZnHgTe. *Physica B: Condensed Matter*, 404(23-24), 5022-5024. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2009.08.216>
257. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Khoverko, Y. N., & Khytruk, I. I. (2015). The electron scattering on local potential of crystal defects in GaSb whiskers. *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 7(4), 04084-1–04084-4. https://jnep.sumdu.edu.ua/ru/full_article/1677
258. Electronic archive. New semiconductor materials. Characteristics and properties. URL: www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InSb/index.html.
259. Wu, M. C., & Chen, C. C. (1992). Photoluminescence of high-quality GaSb grown from Ga-and Sb-rich solutions by liquid-phase epitaxy. *Journal of applied physics*, 72(9), 4275-4280. <https://doi.org/10.1063/1.352216>
260. Fang, Z. M., Ma, K. Y., Jaw, D. H., Cohen, R. M., & Stringfellow, G. B. (1990). Photoluminescence of InSb, InAs, and InAsSb grown by organometallic vapor phase epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 67(11), 7034-7039. <https://doi.org/10.1063/1.345050>
261. Heller, M. W., & Hamerly, R. G. (1985). Hole transport in gallium antimonide. *Journal of applied physics*, 57(10), 4626-4632. <https://doi.org/10.1063/1.335372>
262. Straumanis, M. E., & Kim, C. D. (1965). Lattice parameters, thermal expansion coefficients, phase width, and perfection of the structure of GaSb and InSb. *Journal of Applied Physics*, 36(12), 3822-3825. <https://doi.org/10.1063/1.1713955>
263. Hermann, C., & Weisbuch, C. (1977). $k \rightarrow \cdot$ $p \rightarrow$ perturbation theory in III-V compounds and alloys: a reexamination. *Physical Review B*, 15(2), 823. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.15.823>

264. Landolt, H., Börnstein, R., Hellwege, K. H., Cermak, V., & Angenheister, G. (1982). Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology: New Series. Geophysics and Space Research. Physical Properties of Rocks. Springer – Verlag, Berlin–Heidelberg–New-York.
265. Alibert, C., Joullie, A., Joullie, A. M., & Ance, C. (1983). Modulation-spectroscopy study of the Ga_{1-x}Al_xSb band structure. *Physical Review B*, 27(8), 4946. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.27.4946>
266. Bagguley, D. M. S., Robinson, M. L. A., & Stradling, R. A. (1963). Cyclotron resonance in p-type InSb at millimetre wavelengths. *Physics Letters*, 6(2), 143-145. [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(63\)90519-5](https://doi.org/10.1016/0031-9163(63)90519-5)
267. Straumanis, M. E., & Kim, C. D. (1965). Lattice parameters, thermal expansion coefficients, phase width, and perfection of the structure of GaSb and InSb. *Journal of Applied Physics*, 36(12), 3822-3825. <https://doi.org/10.1063/1.1713955>
268. Brazhkin, V. V., Lyapin, A. G., Goncharova, V. A., Stal'gorova, O. V., & Popova, S. V. (1997). Elastic softness of amorphous tetrahedrally bonded GaSb and (Ge₂)_{0.27}(GaSb)_{0.73} semiconductors. *Physical Review B*, 56(3), 990. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.56.990>
269. Drabble, J. R., & Brammer, A. J. (1967). The third-order elastic constants of indium antimonide. *Proceedings of the Physical Society*, 91(4), 959-964. <https://doi.org/10.1088/0370-1328/91/4/324>
270. Wiley, J. D. (1975). Mobility of holes in III-V compounds. In *Semiconductors and semimetals* (Vol. 10, pp. 91-174). Elsevier. [https://doi.org/10.1016/S0080-8784\(08\)60332-4](https://doi.org/10.1016/S0080-8784(08)60332-4)
271. Blacha, A., Presting, H., & Cardona, M. (1984). Deformation potentials of k=0 states of tetrahedral semiconductors. *physica status solidi (b)*, 126(1), 11-36. <https://doi.org/10.1002/pssb.2221260102>
272. Bennett, H. S., Hung, H., & Heckert, A. (2005). Calculation of Electron Hall Mobility in GaSb, GaAs and GaN Using an Iterative Method. *J. Appl. Phys*, 98, 103705-103709.

273. Giannozzi, P., De Gironcoli, S., Pavone, P., & Baroni, S. (1991). Ab initio calculation of phonon dispersions in semiconductors. *Physical Review B*, 43(9), 7231. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.7231>
274. Arlt, G., & Quadflieg, P. (1968). Piezoelectricity in iii-v compounds with a phenomenological analysis of the piezoelectric effect. *physica status solidi (b)*, 25(1), 323-330. <https://doi.org/10.1002/pssb.19680250131>
275. Arlt, G., & Reiber, K. (1969). Ultrasonic amplification in tellurium along the z-axis with longitudinal and transverse electric drift fields. *Solid State Communications*, 7(16), 1155-1157. [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(69\)90506-7](https://doi.org/10.1016/0038-1098(69)90506-7)
276. Cox, D. L., & Zawadowski, A. (1998). Exotic Kondo effects in metals: magnetic ions in a crystalline electric field and tunnelling centres. *Advances in Physics*, 47(5), 599-942. <https://doi.org/10.1080/000187398243500>
277. Kouwenhoven, L., & Glazman, L. (2001). Revival of the Kondo effect. *Physics world*, 14(1), 33-38. <https://doi.org/10.1088/2058-7058%2F14%2F1%2F28>
278. Kikoin, K., Kiselev, M. N., Avishai, Y. (2012). Dynamical Symmetries for Nanostructures. *Wien-New York*, 352. <http://www.springer.com/us/book/9783211997239>
279. Chen, J. H., Li, L., Cullen, W. G., Williams, E. D., & Fuhrer, M. S. (2011). Tunable Kondo effect in graphene with defects. *Nature Physics*, 7(7), 535. <https://doi.org/10.1038/nphys1962>
280. Ionov, A. N. (1979). The nature of "anomalous" magnetic reluctance in heavily doped p-type germanium. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 29, 70. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1979JETPL..29...70I>
281. Parfen'ev, R. V., Shalyt, S. S., & Muzhdaba, V. M. (1965). An experimental confirmation of magnetophonon resonance in n-type InSb. *Soviet physics JETP*, 20(2), 294-298. http://jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_020_02_0294.pdf
282. Парфеньев, Р. В., Фарбштейн, И. И., & Шалыт, С. С. (1967). Сложная осцилляция фотоманнитного эффекта в n-InSb в сильном магнитном поле. *ЖЕТФ*, 49, 253-256. http://www.jetpletters.ac.ru/ps/815/article_12529.pdf

283. Hamaguchi, C., Shirakawa, T., Yamashita, T., & Nakai, J. (1972). Magnetophonon Resonance of Hot Electrons in n-InSb at 77° K. *Physical Review Letters*, 28(17), 1129. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.1129>
284. Fujisawa, I. (1978). Oscillatory amplitude and damping of transverse magnetophonon resonance for n-type InSb. *Japanese Journal of Applied Physics*, 17(4), 667. <https://doi.org/10.1143/JJAP.17.667>
285. Shalyt, S. S., Parfen'ev, R. V., & Bresler, M. S. (1965). Quantum oscillation of the thermal EMF in n-type InSb. *JETP*, 48, 212-214. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1965JETP...21..808S>
286. Васильев Ю.Б., Gouider F., Nachtwei G., Buckle P.D. (2010). Циклотронный резонанс в гетероструктурах с квантовыми ямами InSb/AlInSb. *Физика и техника полупроводников*, 44(11). <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/7285>
287. Kochura, A. V., Aronzon, B. A., Alam, M., Lashkul, A., Marenkin, S. F., Shakhov, M. A., ... & Lahderanta, E. (2013). Magnetoresistance and anomalous hall effect of InSb doped with Mn. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, (5, № 4 (1)), 04015-1–04015-6. [http://nbuv.gov.ua/UJRN/jnep_2013_5_4\(1\)_17](http://nbuv.gov.ua/UJRN/jnep_2013_5_4(1)_17).
288. Dresselhaus, M. S., Lin, Y. M., Rabin, O., Black, M. R., Kong, J., & Dresselhaus, G. (2010). Nanowires. Springer handbook of nanotechnology, *Springer-Verlag, Berlin Heidelberg*, 119-167.
289. Fezai, I., & Jaziri, S. (2013). Thermodynamic properties of Landau levels in InSb two-dimensional electron gas. *Superlattices and Microstructures*, 59, 60-65. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2013.03.019>
290. Gouider F., Vasilyev Yu.B., Bugár M., Könemann J., Buckle P.D., Nachtwei G. (2010). Terahertz photoresponse of AlInSb/InSb/AlInSb quantum well structures. *Phys. Rev., B* 81, 155304. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.155304>
291. Ishida, S., Takeda, K., Okamoto, A., & Shibasaki, I. (2004). Weak-field magnetoresistance anomaly and Shubnikov–de Haas oscillations in Sn-doped InSb thin films on GaAs (100) substrates. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 20(3-4), 211-215. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2003.08.005>

292. Fornari, R., & Roth, M. (2009). Recent advances in bulk crystal growth. *MRS bulletin*, 34(4), 239-244. <https://doi.org/10.1557/mrs2009.73>
293. Gadkari, D. (2013). Detached phenomenon: Its effect on the crystal quality of Ga(1-x)InxSb bulk crystal grown by the VDS technique. *Materials Chemistry and Physics*, 139(2-3), 375-382. <https://doi.org/10.1016/j.matchemphys.2012.09.060>
294. Yang, Z. X., Wang, F., Han, N., Lin, H., Cheung, H. Y., Fang, M., ... & Ho, J. C. (2013). Crystalline GaSb nanowires synthesized on amorphous substrates: from the formation mechanism to p-channel transistor applications. *ACS applied materials & interfaces*, 5(21), 10946-10952. <https://doi.org/10.1021/am403161t>
295. Chin, A. H., Vaddiraju, S., Maslov, A. V., Ning, C. Z., Sunkara, M. K., & Meyyappan, M. (2006). Near-infrared semiconductor subwavelength-wire lasers. *Applied Physics Letters*, 88(16), 163115. <https://doi.org/10.1063/1.2198017>
296. Guo, Y. N., Zou, J., Paladugu, M., Wang, H., Gao, Q., Tan, H. H., & Jagadish, C. (2006). Structural characteristics of Ga Sb/ Ga As nanowire heterostructures grown by metal-organic chemical vapor deposition. *Applied physics letters*, 89(23), 231917. <https://doi.org/10.1063/1.2402234>
297. Jeppsson, M., Dick, K. A., Wagner, J. B., Caroff, P., Deppert, K., Samuelson, L., & Wernersson, L. E. (2008). GaAs/GaSb nanowire heterostructures grown by MOVPE. *Journal of Crystal Growth*, 310(18), 4115-4121. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2008.06.066>
298. Kishore, V. R., Partoens, B., & Peeters, F. M. (2012). Electronic structure of InAs/GaSb core-shell nanowires. *Physical Review B*, 86(16), 165439. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.165439>
299. Klimovskaya, A. I., Prokopenko, I. V., Svechnikov, S. V., Cherneta, T. G., Oberemok, A., Ostrovskii, I. P., & Kurnosikov, O. V. (2002). The structure, composition, and chemical state of the surface of wire-like silicon nanocrystal grown by self-organization technology. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 14(8), 1735. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/8/304>

300. Druzhynin, A., Ostrovskiy, I., Khoverko, Y., Khytruk, I., & Rogacki, K. (2014). InSb microcrystals for sensor electronics. *Computational Problems of Electrical Engineering*, 4(1), 1–6. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/26595>
301. Kravchenko, S. V., Shashkin, A. A., Bloore, D. A., & Klapwijk, T. M. (2000). Shubnikov-de Haas oscillations near the metal–insulator transition in a two-dimensional electron system in silicon. *Solid state communications*, 116(9), 495–499. [https://doi.org/10.1016/S0038-1098\(00\)00361-6](https://doi.org/10.1016/S0038-1098(00)00361-6)
302. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Koretskii, R. (2015). Strain-induced effects in p-type Si whiskers at low temperatures. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 40, 766–771. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2015.07.015>
303. Буджак, Я. С., Дружинин, А. О., Островский, И. П., & Лях, Н. С. (2003). Термоэлектрические эффекты в нитевидных кристаллах германия. *Термоэлектричество*, (1), 37–42. <https://elibrary.ru/item.asp?id=16517371>
304. Nikolaeva, A. A., Konopko, L. A., Gitsu, D. V., Huber, T. E., Para, G. I., & Tsurkan, A. (2008). Effect of magnetic field, elastic stretch and dimensions on thermoelectric properties of bismuth nanowires. *Journal of Thermoelectricity*, (2), 21–36. <https://elibrary.ru/item.asp?id=16406390>
305. Shapiro, B. (1984). Anderson transition in a magnetic field A possible phase diagram. *Philosophical Magazine B*, 50(2), 241–250. <https://doi.org/10.1080/13642818408238842>
306. Obukhov, S. A. (2005). Metal–insulator transition in manganese-doped InSb crystals. *physica status solidi (b)*, 242(6), 1298–1306. <https://doi.org/10.1002/pssb.200440008>
307. Беркутов, І. Б. (2010). Магнітоквантові ефекти у SiGe діркових гетероструктурах. II. Методи розрахунку ефективного g-фактору. *Фізика і хімія твердого тіла*, 11(2), 297–300. <http://page.if.ua/uploads/pcss/vol11/1101-36.pdf>
308. Zawadzki, W. (1980). Narrow gap semiconductors Physics and Applications. In *Narrow Gap Semiconductors Physics and Applications* (Vol. 133), Springer-Verlag, Nimes, p.13. <https://doi.org/10.1007/3-540-10261-2>

309. Zengin, D. M. (1983). Impurity scattering time in n-type InSb measured by Faraday rotation at far-infrared frequency. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 16(4), 653. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/16/4/025>
310. Dedigama, Aruna Ruwan (2009). Spin-orbit Coupling Effects in InSb Quantum Well Structures. *The University of Oklahoma, United States*, p. 3371934. <https://hdl.handle.net/11244/318603>
311. Litvinenko, K. L., Nikzad, L., Pidgeon, C. R., Allam, J., Cohen, L. F., Ashley, T., & Murnin, B. N. (2008). Temperature dependence of the electron Landé g factor in InSb and GaAs. *Physical Review B*, 77(3), 033204. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.033204>
312. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Quantization in magnetoresistance of strained InSb whiskers. *Fizika Nizkikh Temperatur*, 45(5), 599-604. <https://doi.org/10.1063/1.5097360>
313. Патент на корисну модель № 119016 Україна, МПК: (2017.09) G01K 7/22, G01B 7/16. *Багатофункційний датчик для криогенних температур / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. – № u 201701869; опублік. 11.09.2017, Бюл. № 17.*
314. Gardelis, S., Androulakis, J., Viskadourakis, Z., Papadopoulou, E. L., Giapintzakis, J., Rai, S., ... & Roy, S. B. (2006). Negative giant longitudinal magnetoresistance in Ni Mn Sb/ In Sb: Interface effect. *Physical Review B*, 74(21), 214427. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.214427>
315. Mani, R. G., Ghenim, L., & Choi, J. B. (1991). Quantum coherence effects and field-induced localization in InSb. *Physical Review B*, 43(15), 12630. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.12630>
316. Katayama, Y., & Tanaka, S. (1967). Resistance anomaly and negative magnetoresistance in n-type InSb at very low temperatures. *Physical Review*, 153(3), 873. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.153.873>
317. Nikolaeva, A. A., Konopko, L. A., Tsurkan, A. K., Sinyavskii, E. P., & Botnari, O. V. (2015). Effect of negative magnetoresistance in a transverse magnetic field in

- quantum Bi wires. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 51(1), 46-53. <https://doi.org/10.3103/S106837551501010X>
318. Toyozawa, Y. (1962). Theory of localized spins and negative magnetoresistance in the metallic impurity conduction. *Journal of the physical society of Japan*, 17(6), 986-1004. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.17.986>
319. Sheik-Bahae, M. (1999). Quantum interference control of current in semiconductors: universal scaling and polarization effects. *Physical Review B*, 60(16), R11257. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.60.R11257>
320. Zhang, Z., Sun, X., Dresselhaus, M. S., Ying, J. Y., & Heremans, J. (2000). Electronic transport properties of single-crystal bismuth nanowire arrays. *Physical Review B*, 61(7), 4850. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.4850>
321. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2016). Negative magnetoresistance in indium antimonide whiskers doped with tin. *Low Temperature Physics*, 42(6), 453-457. <https://doi.org/10.1063/1.4954778>
322. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2017, September). Magnetoresistance oscillations in InSb and GaSb whiskers at low temperatures. In *2017 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo)* (pp. 1-5). IEEE. <https://doi.org/10.1109/UkrMiCo.2017.8095393>
323. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N., Lukianchenko A. (2018, August). Spin-orbit interaction in InSb core-shell wires. *Abstract book of International research and practice conference "Nanotechnology and nanomaterials" (NANO)*, (p. 622.) Kyiv, Ukraine.
324. Gaidukov, Y. P., & Golyamina, E. M. (1965). Size effects in the magnetoresistance of antimony whisker crystals. *Sov. Phys. Solid State*, 6, 2219. http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_048_04_0719.pdf
325. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Strain-Induced Berry Phase in GaSb Microcrystals. *Journal of Low Temperature Physics*, 196(3-4), 375-385. <https://doi.org/10.1007/s10909-019-02189-4>

326. Demishev, S. V., Kosichkin, Y. U. V., Lyapin, A. G., Sluchanko, N. E., & Sharambeyan, M. S. (1993). Crystallization of metastable phases and superconductivity in an amorphous gallium antimonide. *Zhurnal Eksperimental'noi Teoreticheskoi Fiziki (Russia)*, 104(1), 2388-2413. <https://www.osti.gov/etdeweb/biblio/5313505>
327. Klein, T., Achatz, P., Kacmarcik, J., Marcenat, C., Gustafsson, F., Marcus, J., ... & Persson, C. (2007). Metal-insulator transition and superconductivity in boron-doped diamond. *Physical Review B*, 75(16), 165313. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.165313>
328. Tsai, W. H., Chien, C. H., Lee, P. C., Ou, M. N., Harutyunyan, S. R., & Chen, Y. Y. (2016). Superconductivity and superconductor-insulator transition in single crystal Sb₂Te₃ nanoflakes. *Superconductivity (cond-mat.supr-con); Mesoscale and Nanoscale Physics arXiv preprint arXiv:1608.05337*. <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1608/1608.05337.pdf>
329. Butch, N. P., Syers, P., Kirshenbaum, K., Hope, A. P., & Paglione, J. (2011). Superconductivity in the topological semimetal YPtBi. *Physical Review B*, 84(22), 220504. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.220504>
330. Tinkham, M. (1996). Introduction to Superconductivity Ch. 3 McGraw-Hill. Inc., New York.
331. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Rogacki, K., & Liakh-Kaguy, N. (2018). Superconductivity and weak localization of Pd x Bi 2 Se 3 whiskers at low temperatures. *Applied Nanoscience*, 8(4), 877-883. <https://doi.org/10.1007/s13204-018-0671-6>
332. Druzhinin, A. A., Liakh-Kaguy, N. S., Ostrovskii, I. P., Khoverko, Y. M., & Rogacki, K. (2017). Superconductivity and Kondo effect of PdxBi₂Se₃ whiskers at low temperatures. *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 9(5), 05013-1–05013-5. [https://doi.org/10.21272/jnep.9\(5\).05013](https://doi.org/10.21272/jnep.9(5).05013)
333. Bao, L., He, L., Meyer, N., Kou, X., Zhang, P., Chen, Z. G., ... & Wang, K. L. (2012). Weak anti-localization and quantum oscillations of surface states in

- topological insulator Bi₂Se₃. *Scientific reports*, 2, 726. <https://doi.org/10.1038/srep00726>
334. Хитрук І.І., Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. (2016, Вересень). Особливості магнітоопору ниткоподібних кристалів GaSb n-типу в умовах слабої локалізації за низьких температур. *7-ма Українська наукова конференція з фізики напівпровідників. Матеріали конференції*, (с. 130–131) Дніпро, Україна.
335. Liakh-Kaguy, N. S., Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., & Khoverko, Y. N. (2017). Magnetoresistance of Bi₂Se₃ Whiskers at Low Temperatures. *Physics and Chemistry of Solid State*, 18(2), 194–197. <https://doi.org/10.15330/pcss.18.2.194-197>
336. Druzhinin, A., Khoverko, Y., Ostrovskii, I., & Liakh-Kaguy, N. (2018, April). Weak Antilocalization Model of N-Type Bi₂Se₃ Whiskers. In *2018 IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)* (pp. 50-54). IEEE.
337. Chen J.H., Liang L. (2011). Tunable Kondo effect in graphene with defects. *Nature Phys.*, 7, 535. <https://doi.org/10.1109/ELNANO.2018.8477501>
338. Баранский П.И., Буда И.С., Даховский И.В., Коломеец В.В. (1973). Концентрационная зависимость пьезосопротивления p-Ge в условиях смешанного рассеяния. *ФТП*, 7, 198–200.
339. Wang, H., Liu, H., Chang, C. Z., Zuo, H., Zhao, Y., Sun, Y., ... & Xue, Q. K. (2014). Crossover between weak antilocalization and weak localization of bulk states in ultrathin Bi₂Se₃ films. *Scientific reports*, 4, 5817. <https://doi.org/10.1038/srep05817>
340. Gantmakher, V. F., & Dolgoplov, V. T. (2008). Localized–delocalized electron quantum phase transitions. *Physics-Uspekhi*, 51(1), 3-22. <https://doi.org/10.1070/PU2008v051n01ABEH006471>
341. Пара, Г. (2012). Термомагнитные и термоэлектрические свойства нано и микронитей на основе полуметалла Bi. *Дисс. на соиск. ученой степени доктора ф.-м. наук. г. Кишинев.*

342. Nimje, S., Sharma, A., Salimath, A., & Ghosh, B. (2015). Monte Carlo simulation of spin polarized transport in nanowires and 2-D channels of III–V semiconductors. *Quantum Matter*, 4(6), 636-643. <https://doi.org/10.1166/qm.2015.1244>
343. Wang, X. L., Dou, S. X., Ren, Z. A., Yi, W., Li, Z. C., Zhao, Z. X., & Lee, S. I. (2009). Unconventional superconductivity of NdFeAsO_{0.82}F_{0.18} indicated by the low temperature dependence of the lower critical field H_{c1}. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 21(20), 205701. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/21/20/205701>
344. Mineev, V. P., Samokhin, K., & Landau, L. D. (1999). Introduction to unconventional superconductivity. *CRC Press. New York: Gordon & Breach Science Publishers*, 200.
345. Qu, D. X., Hor, Y. S., Xiong, J., Cava, R. J., & Ong, N. P. (2010). Quantum oscillations and Hall anomaly of surface states in the topological insulator Bi₂Te₃. *Science*, 329(5993), 821-824. <https://doi.org/10.1126/science.1189792>
346. Young, A. F., Zhang, Y., & Kim, P. (2014). Experimental manifestation of berry phase in graphene. In *Physics of Graphene* (pp. 3-27). Springer, Cham. https://doi.org/10.1007/978-3-319-02633-6_1
347. Mikitik, G. P., & Sharlai, Y. V. (1999). Manifestation of Berry's phase in metal physics. *Physical review letters*, 82(10), 2147. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.2147>
348. Hu, J., Liu, J. Y., Graf, D., Radmanesh, S. M. A., Adams, D. J., Chuang, A., Wang, Y., Chiorescu, I., Wei, J., Spinu, L., & Mao, Z. Q. (2016). π Berry phase and Zeeman splitting of Weyl semimetal TaP. *Scientific reports*, 6, 18674. <https://doi.org/10.1038/srep18674>
349. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Rogacki, K. (2018). Berry phase in strained InSb whiskers. *Low Temperature Physics*, 44(11), 1189-1194. <https://doi.org/10.1063/1.5060974>
350. Murakawa, H., Bahramy, M. S., Tokunaga, M., Kohama, Y., Bell, C., Kaneko, Y., Nagaosa, N., Hwang, H. Y., & Tokura, Y. (2013). Detection of Berry's phase in a

- bulk Rashba semiconductor. *Science*, 342(6165), 1490-1493.
<https://doi.org/10.1126/science.1242247>
351. Veldhorst, M., Snelder, M., Hoek, M., Molenaar, C. G., Leusink, D. P., Golubov, A. A., Hilgenkamp, H., & Brinkman, A. (2013). Magnetotransport and induced superconductivity in Bi based three-dimensional topological insulators. *Physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters*, 7(1-2), 26-38.
<https://doi.org/10.1002/pssr.201206408>
352. Feng, W., Liu, C. C., Liu, G. B., Zhou, J. J., & Yao, Y. (2016). First-principles investigations on the berry phase effect in spin–orbit coupling materials. *Computational Materials Science*, 112, 428-447.
<https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2015.09.020>
353. Коноплева Р.Ф. (1980). Гальваномагнитные свойства неупорядоченных полупроводников. *Ленинград: № 671, ФТИ, 26*.
354. Chen, J., Donetsky, D., Shterengas, L., Kisin, M. V., Kipshidze, G., & Belenky, G. (2008). Effect of quantum well compressive strain above 1% on differential gain and threshold current density in type-I GaSb-based diode lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 44(12), 1204-1210. <https://doi.org/10.1109/JQE.2008.2002104>
355. Мар'ямова І.Й., Лавитська О.М., Гортинська І.Д., Кутраков О.П., Яцюк Ю.С. (1995). Застосування ниткоподібних кристалів кремнію і германію в п'єзорезистивних сенсорах механічних величин. *Вісник ДУ "Львівська політехніка": Елементи теорії та прилади твердотілої електроніки*, 297, 109-113.
356. Байцар, Р. І., Варшава, С. С., Гінгін, М. П., & Дем'ян, М. Л. (2000). Нові типи багатофункціональних сенсорів. *Методи та прилади контролю якості*, 6, 92-96. <http://elar.nung.edu.ua/handle/123456789/524>
357. Байцар Р.І., Бортнік Г.М., Варшава С.С., Столярчук П.Г. (1998). Термоелектричний датчик вологості. *Патент 35198 А*. Заявка 99094892 з пріор. від 01.03.1998.
358. Варшава С.С., Возний О.З., Венгер Е.Ф., Прохорович А.В., Шкумбатюк П.С. (1998). Спосіб виготовлення напівпровідникового терморезистивного датчика.

- Патент 31815 А. Заявка 98105784 від 30.10.1998.*
359. Большакова, И. А., Варшава, С. С., & Московец, Т. А. (1980). Датчики для одновременного измерения магнитного поля и температуры. *Приборы и техн. эксперим*, (2), 212-214.
360. Варшава С.С., Венгер Є.Ф., Прохорович А.В., Ющук С.І. Датчик для вимірювання температури і магнітного поля. *Патент 33148 А.*
361. G01B 7/18, G01K 7/22, H01L 43/00. Багатофункціональний датчик / Байцар Р.І., Варшава С.С., Венгер Є.Ф., Прохорович А.В. Заявка 96124638, № 4. - С. 212.
362. Байцар Р.И., Варшава С.С., Венгер Е.Ф. и др. (1997). *Принципы построения многофункциональных сенсоров*. Наука и предпринимательство. Матер. межд. симпозиума. Винница-Львов, 104 с.
363. Вуйцік, В., Голяка, Р., & Каліта, В. (1999). та ін. Аналогова мікросхемотехніка вимірювальних та сенсорних пристроїв / За ред. З. Готри, Р. Голяки. *Львів: Видавництво Держ. ун-ту "Львівська політехніка, 364.*
364. Barlian, A. A., Park, S. J., Mukundan, V., & Pruitt, B. L. (2007). Design and characterization of microfabricated piezoresistive floating element-based shear stress sensors. *Sensors and Actuators A: Physical*, 134(1), 77-87. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2006.04.035>
365. Дружинін А.О., Ховерко Ю.М., Кутраков О.П., Корецький Р.М., Яцухненко С.Ю. (2017). Чутливий елемент двофункційного сенсора магнітного поля та деформації на основі мікрокристалів Si<B, Ni>. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 7, 24-29. http://www.tkea.com.ua/tkea/2017/6_2017/pdf/01_ua.pdf
366. Патент України № 28394 (2000.10). Багатофункційний сенсор / Байцар Р.І., Варшава С.С., Прохорович А.В., Венгер Є.Ф. – № и 96124638; заявл. 12.12.1997; опубл. 17.10.2000. Бюл. № 5.
367. Марьямова, И. И., Гортинская, И. Д., & Яцюк, Ю. С. (1983). Исследование тензометрических характеристик нитевидных монокристаллов германия при низких температурах. *Физическая электроника. Респ. межвед. науч.-техн. сборник. Львов: Вища школа, (32), 78-82.*

368. Новикова, С. И. (1974). *Тепловое расширение твердых тел*. М: Наука, 292.
369. Молотилов Б.В. (1974). Прецизионные сплавы: справочник. М: *Металлургия*, 448.
370. Maryamova, I., Druzhinin, A., Lavitska, E., Gortynska, I., & Yatzuk, Y. (2000). Low-temperature semiconductor mechanical sensors. *Sensors and Actuators A: Physical*, 85(1-3), 153-157. [https://doi.org/10.1016/S0924-4247\(00\)00376-9](https://doi.org/10.1016/S0924-4247(00)00376-9)
371. Дружинін, А. О., Лавитська, О. М., Мар'ямова, І. Й., & Стасюк, Н. М. (2001). Дослідження впливу деформації на домішкову провідність ниткоподібних кристалів германію при криогенних температурах. *Вісник Нац. ун-ту. "Львівська політехніка"*, *Електроніка*, 430, 55-61. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/42655>
372. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Лавитська, О. М., Кутраков, О. П., Панков, Ю. М., & Ховерко, Ю. М. (2002). П'єзореzystивні сенсори механічних величин на основі напівпровідникових ниткоподібних кристалів і КНІ структур. *Вісник Нац. ун-ту. "Львівська політехніка"*, *Електроніка*, 459, 75-91. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/42854>
373. Сандулова А.В., Мар'ямова І.Й., Рибак В.М., Заганяч Ю.И., Сидір Б.И. (1969). Тензометричні властивості ниткоподібних кристалів антимоніда галію, вирощених з газової фази. *Фізична електроніка*. – Львів: Вид. Львівського держуніверситету, 1(1), 96-100.
374. Tufte, O. N., & Stelzer, E. L. (1964). Piezoresistance in p-Type Gallium Antimonide. *Physical Review*, 133(5A), A1450. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.133.A1450>
375. Sagar, A. (1960). Experimental investigation of conduction band of GaSb. *Physical Review*, 117(1), 93. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.117.93>
376. Гофман Э.П., Шадрин В.С., Городетский А.Ф. (1971). Пьезосопротивление антимонида галлия n-типа. *Полупроводниковая тензометрия. Материалы IV конф. по полупроводниковой тензометрии*, (с. 295-299) Львов, Украина.
377. Пол, В., & Варшауэр, Д. (1966). Роль давления при исследовании полупроводников. *Твердые тела под высоким давлением*. М.: Мир, 205-283.

378. Sagar, A., & Miller, R. C. (1961). Study of Band Structure of Intermetallic Compounds by Pressure Experiments. *Journal of Applied Physics*, 32(10), 2073-2078. <https://doi.org/10.1063/1.1777020>
379. Keyes, R. W., & Pollak, M. (1960). Effects of Hydrostatic Pressure on the Piezoresistance of Semiconductors: i-InSb, p-Ge, p-InSb, and n-GaSb. *Physical Review*, 118(4), 1001-1004. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.118.1001>
380. Druzhinin, A., Kuttrakov, A., & Liakh-Kaguy, N. (2017, April). The effect of hydrostatic pressure on the indium antimonide thin films. In *2017 IEEE 37th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)* (pp. 96-99). IEEE. <https://doi.org/10.1109/ELNANO.2017.7939724>
381. Druzhinin, A., Maryamova, I., Kuttrakov, A., & Liakh-Kaguy, N. (2018, February). Studies piezoresistive properties of n-type conductivity indium antimonide thin layers. In *2018 14th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET)* (pp. 445-448). IEEE. <https://doi.org/10.1109/TCSET.2018.8336237>
382. Дружинін А.О., Марямова І.Й., Островський І.П., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2018). Вплив деформації на властивості тонких шарів InSb в широкому інтервалі температур. *8-ма Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-8): Тези доповідей*, (с. 27) Одеса, Україна.
383. Дружинін, А. О., Марямова, І. Й., Кутраков, О. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2018). Вплив одновісної деформації та гідростатичного тиску на властивості тонких шарів InSb. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*, 15(3), 50-57. <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2018.3.142044>
384. Дружинин А.А., Марьямова И.И., Кутраков А.П., Лях-Кагуй Н.С. (2015, Май). Датчики гидростатического давления на основе нитевидных кристаллов антимонида галлия. *Труды XVI Международной научно-практической конференции “Современные информационные и электронные технологии” (СИЭТ)*, (с. 226-227). Одесса, Украина.

385. Дружинин, А. А., Марьямова, И. И., Кутраков, А. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2015). Датчик гидростатического давления на основе микрокристаллов антимолибдита галлия. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 4, 19-23. <https://doi.org/10.15222/ТКЕА2015.4.19>
386. Патент на корисну модель № 133495 Україна, МПК G01V 1/16, G01V 1/52. Датчик гідростатичного тиску / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № у 201604087; заявл. 14.04.2018, опублік. 25.03.2019, Бюл. № 22. 4 с.
387. Криворотов, Н. П., Изаак, Т. И., Ромась, Л. М., Свинолупов, Ю. Г., & Щеголь, С. С. (2005). Микроэлектронные сенсоры давления. *Вестник Томского государственного университета*, (285), 139-147.
388. Бернотас, К. Э., & Грицюс, А. А., Жиленис, С. Г., Петровский, Ч. К. (1986). Полупроводниковый датчик импульсного давления. *Физика горения и взрыва*, 22(2), 133-135.
389. Бовина, Л. А., Брандт, Н. Б., Дружинин, А. А., Луцив, Р. В., Пономарев, Я. Г., Стафеев, В. И. (1977). Электрические свойства неоднородных р-п-переходов в $Cd_xHg_{1-x}Te$ при высоком гидростатическом давлении. *Украинский Физический Журнал*, 22(7), 1211-1215.
390. Коренев Б. Г. (1971). Введение в теорию функций Бесселя, М.: Наука, Гл. ред. Физ.-мат. литературы, 288.
391. Крацер А., Франц В. (1963). Трансцендентальные функции. М.: Изд-во иностранной лит-ры, 466.
392. Druzhinin A., Ostrovskii I., S. Matvijenko, Liakh N. (2004). Temperature sensors based on Si-Ge solid solution whiskers. *Вісник НУ "Львівська політехніка": Елементи теорії та прилади твердотілої електроніки*, 510, 107-111. http://ena.lp.edu.ua/xmlui/bitstream/handle/ntb/31097/22_107-111
393. Дружинін А.О., Островський І.П., Лях-Кагуй Н.С., Когут Ю.Р. (2008, Травень). Сенсори температури на основі термоелектричного ефекту в мікрокристалах Si-Ge. 3-я Міжнародна науково-технічна конференція "Сенсорна електроніка і мікросистемні технології" (СЕМСТ-3): Тези доповідей, (с. 64) Одеса, Україна.

394. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., & Liakh, N. (2002). Design of photoelectric convertors on the basis of Si-Ge solid solutions. *Вісник НУ "Львівська політехніка", Елементи теорії та прилади твердотілої електроніки*, 458, 52–55. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/42517>
395. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Liakh-Kaguy, N. S., & Kogut, I. R. (2016, May). Properties of SiGe microcrystals in strong magnetic fields for thermoelectric sensors. In *2016 International Conference on Electronics and Information Technology (EIT)* (pp. 1-4). IEEE. <https://doi.org/10.1109/ICEAIT.2016.7500987>
396. Патент на корисну модель № 79101 Україна, МПК: (2013.04) G01K 7/22, G01B 7/16, G01L 9/04, G01L 9/06. *Газовий термометр* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № у 2012 12082; заявл. 22.10.2012, опублік., Бюл. № 7.
397. Патент на корисну модель № 86792 Україна, МПК: (2014.01) G01K 7/22, G01L 9/06. *Газовий термометр для криогенних температур* / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № у 201308841; заявл. 15.07.2013, опублік. , Бюл. № 1.
398. Дружинін, А., Островський, І., & Лях, Н. (2003). Термометри на основі ниткоподібних кристалів Si-Ge для криогенного діапазону температур. *Вимірювальна техніка і метрологія*, 63, 89-95. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/38561>
399. Дружинін А.О., Островський І.П., Лях Н.С. (2003, Вересень). Термометри на основі ниткоподібних кристалів Si-Ge для криогенного діапазону температур. *VIII Міжн. конф. "Температура-2003". Тези доповідей*, (с. 92) Львів, Україна.
400. Дружинін А.О., Мар'ямова І.Й., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2012, Травень). Тензорезистивні сенсори на основі ниткоподібних кристалів кремнію. *5-та Міжнародна науково-технічна конференція "Сенсорна електроніка та мікросистемні технології" (СЕМСТ-5). Тези доповідей*, (с. 185-186) Одеса, Україна.
401. Патент на корисну модель № 111724 Україна, МПК: (2016.11) G01V 1/16, G01V 1/52. *Сейсмічний датчик вібрацій* / Дружинін А. О., Кутраков О. П.,

- Лях-Кагуй Н. С., Корецький Р. М. – № у 201604087; заявл. 14.04.2016, опублік. 25.11.2016, Бюл. № 22.
402. Druzhinin A., Ostrovskii I., Liakh N. (2004, Czerwca). Ge_xSi_{1-x} whiskers for strain measurements. VIII Konferencja Naukowa Czujniki Optoelektroniczne i Elektroniczne. Materiały konferencyjne, (s. 409-412) Wrocław, Poland.
403. Druzhinin A., Kuttrakov A., Liakh-Kaguy N., Vuytsyk A. (2014, February). Pressure-temperature sensor based on p-type silicon whiskers. *Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science. Proceedings of the XII-th International Conference (TCSET)*, Lviv-Slavske, Ukraine. pp. 320-322.
404. Дружинін, А. О., Островський, І. П., Лях-Кагуй, Н. С., & Когут, Ю. Р. (2006). Поведінка електропровідності ниткоподібних кристалів Si-Ge в полях ефективного зовнішнього впливу. *Фізика і хімія твердого тіла*, 7(1), 13-16. <http://lib.pnu.edu.ua/files/Visniki/FHTT/fhtt-2018-19-1.pdf>
405. Дружинін, А. О., Лавитська, О. М., Варшава, С. С., Островський, І. П., & Лях, Н. (2001). Низькотемпературний транспорт носіїв заряду в складнолегованих ниткоподібних кристалах Si-Ge. *Вісник НУ "ЛП" "Електроніка"*, 423, 76–80. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/42502>
406. Деклараційний патент на корисну модель № 3531 Україна, МПК: (2004.11) *Спосіб визначення коефіцієнта термо-е.р.с. ниткоподібних кристалів / Дружинін А.О., Островський І.П., Лях Н.С., Матвієнко С.М. – № у 2004042607; заявл. 06.04.2004, опублік. 15.11.2004, Бюл. № 11.*
407. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Liakh-Kaguy, N., Zyska, T., Tuleshova, A., Satymbekov, M., & Iskakova, A. (2017, August). Thermoelectric properties of SiGe whiskers with various morphology. In *Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High Energy Physics Experiments 2017* (Vol. 10445, p. 1044556). International Society for Optics and Photonics. <https://doi.org/10.1117/12.2280895>
408. Дружинін А.О., Островський І.П., Лях Н.С., Матвієнко С.М. (2003, Червень). Термо-е.р.с. ниткоподібних кристалів твердих розчинів Si-Ge. *IV Міжн. ук.-*

- конф. “Актуальні проблеми фізики напівпровідників”. Тези доповідей, (с. 146.). Дрогобич, Україна.
409. Дружинін, А. О., Островський, І. П., Лях, Н. С., & Матвієнко, С. М. (2003). Деформаційно-стимульовані ефекти у ниткоподібних кристалах твердого розчину Ge-Si. *Вісник НУ “Львівська політехніка”*: Електроніка, 482, 105-111. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/30808>
410. Дружинін, А. О., Лавитська, О. М., Островський, І. П., & Лях, Н. С. (2002). Вплив деформації на домішкову провідність ниткоподібних кристалів твердих розчинів Ge-Si. *Вісник Національного університету “Львівська політехніка”*. “Електроніка”, 455, 126-133. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/39598>
411. Tsmots V. M., I. P. Ostrovskii, Lyach N. V., Druzhinin A. O. (2002, June). Peculiarities of magnetic properties of Si whiskers. *E-MPRS 2002 Spring Meeting*, (p. 41) Strasbourg, France.
412. Дружинін, А. О., Островський, І. П., & Лях, Н. С. (2002). Провідність і магнітоопір ниткоподібних кристалів Si-Ge в області переходу метал-діелектрик. *Вісник Національного університету “Львівська політехніка”*, (454: Елементи теорії та прилади твердотілої електроніки), 3-7. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/45261>
413. Дружинін А.О., Островський І.П., Лях Н.С. (2003, Травень). Магнітоопір ниткоподібних кристалів Ge-Si. *Матеріали ІХ Міжн. конф. “Фізика і технологія тонких плівок”*, Т.ІІ. (с. 148-149) Ів.-Франківськ, Україна.
414. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Liakh N.S. (2003, September). Magnetoresistance of Ge-Si whiskers in the vicinity to metal-insulator transition. *E-MRS 2003 Fall Meeting. Book of Abstracts*, (p. 145) Warsaw, Poland.
415. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Lukyanchenko, A. (2018). Spin-orbit interaction in InSb core-shell wires. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 674(1), 1-10. <https://doi.org/10.1080/15421406.2019.1578506>

Акти про використання результатів дисертації



НАУКОВО-ВИРОБНИЧЕ ПІДПРИЄМСТВО «ЕЛЕКТРОН-КАРАТ» -
ДОЧІРНЄ ПІДПРИЄМСТВО ПРАТ «КОНЦЕРН-ЕЛЕКТРОН»

код ЄДРПОУ: 23273999
п/р UA11339500000026005910624003
у АТ «ТАСКОМБАНК»
МФО 339500, ПІН 232739913050

*Всех. № 1925/125
Від 16.10.2019р.*

79031, Україна, м. Львів, Стрийська, 202
тел.: 032-263-10-65, тел./факс: 032-294-97-35
www.carat.electron.ua; e-mail: office@carat.electron.ua



«ЗАТВЕРДЖУЮ»
Генеральний директор
НВП «Електрон-Карат»
доктор технічних наук, професор
М.М. Ваків
2019 р.

АКТ

про впровадження результатів дисертації доцента кафедри напівпровідникової електроніки Лях-Кагуй Наталії Степанівни „Електро- і магнітотранспортні властивості базових сенсорних ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb, GaSb в околі переходу метал-діелектрик”, поданої на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук

Даний акт складено комісією в складі: голова комісії – начальник відділу, д.т.н., с.н.с., Круковський С.І., та члени комісії – начальник відділу – к.т.н. Сольський І.М., завідувач канцелярії - Чумаченко Т. К., що у Науково-виробничому підприємстві «ЕЛЕКТРОН-КАРАТ»-ДП ПрАТ «Концерн-Електрон» під час виконання науково-дослідних робіт використовуються результати, які викладені в дисертації Лях-Кагуй Н.С. а саме :

- встановлений деформаційно-індукований ефект гігантського магнітоопору в ниткоподібних кристалах InSb із концентрацією легуючої домішки в околі ПМД, відкриває перспективи створення на їх основі сенсорів магнітного поля з магніторезистивним принципом дії;
- тензорезистори на основі ниткоподібних кристалів Ge та GaSb характеризуються високою тензочутливістю і рекомендовані для вимірювань у різних робочих діапазонах температур і деформацій;
- створені датчики гідростатичного тиску на основі ниткоподібних кристалів GaSb можуть застосовуватись для вимірювання високих тисків робочих рідин гідравлічних систем;
- використання тензорезисторів на основі ниткоподібних кристалів InSb як чутливих елементів сенсорів магнітного поля дозволить істотно підвищити їх чутливість в області криогенних температур;
- опромінення високоенергетичними електронами не зумовлює зміни коефіцієнта тензочутливості у ниткоподібних кристалах кремнію р-типу провідності в широкому діапазоні температур, що відкриває перспективи створення на їх основі радіаційностійких сенсорів механічних величин.

Голова комісії:

Начальник відділу Науково-виробничого підприємства «ЕЛЕКТРОН-КАРАТ»-ДП ПрАТ «Концерн-Електрон», д.т.н., с.н.с.

С. І. Круковський

Члени комісії:

Начальник відділу Науково-виробничого підприємства «ЕЛЕКТРОН-КАРАТ»-ДП ПрАТ «Концерн-Електрон», к.т.н., с.н.с.

І.М. Сольський

Завідувач канцелярії

Т.К. Чумаченко

НАУКОВО-ВИРОБНИЧЕ
ОБ'ЄДНАННЯ
"ТЕРМОПРИЛАД"

ім. В. Лаха

Україна, 79060, м. Львів,
вул. Наукова, 3



ПІК ЗАСНУВАННЯ
FOUNDED

1956

SCIENTIFIC and PRODUCTION
ASSOCIATION
"THERMOPRYLAD"

named after V. Lakh

3, Naukova str.,
Lviv, 79060, Ukraine

Тел./Tel. (032) 263-03-08, 263-51-23, факс/fax (032) 263-13-61
E-mail: thermo@mail.lviv.ua, www.thermo.lviv.ua

ТЕРМОПЕРЕТВОРЮВАЧІ ОПОРУ, ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ, ПІРОМЕТРИ, РЕГУЛЯТОРИ СИГНАЛІЗАТОРИ ТЕМПЕРАТУРИ

N21/100
fig 10.10.19r



АКТ

про використання результатів дисертації доцента кафедри напівпровідникової електроніки Національного університету "Львівська політехніка" Лях-Кагуй Наталії Степанівни „Електро- і магнітотранспортні властивості базових сенсорних ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb, GaSb в околі переходу метал-діелектрик”, поданої на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук

Цим актом підтверджуємо використання результатів дисертаційної роботи доцента кафедри напівпровідникової електроніки Національного університету "Львівська політехніка" Лях-Кагуй Наталії Степанівни в ПРАТ НВО «Термоприлад» для створення сенсорів теплових величин, дієздатних в широкому інтервалі температур.

Ниткоподібні кристали є перспективною елементною базою для сенсорної електроніки і розширення фізичних уявлень про механізми переносу носіїв заряду в легованих напівпровідникових мікрокристалах в околі ПМД за низьких температур, в сильних магнітних полях та за впливу електронного опромінення дозволить розробити концепцію створення надчутливих радіаційно стійких сенсорів, дієздатних в екстремальних умовах експлуатації. Обґрунтованість наукових результатів та висновків дисертаційної роботи Лях-Кагуй Н.С. забезпечується коректним використанням математичних та різноманітних фізичних методів дослідження, що підтверджується результатами експериментальних перевірок. В роботі отримано нові науково обґрунтовані теоретичні та експериментальні результати та практичні рішення, що в сукупності вирішують актуальну наукову-технічну проблему створення високочутливих сенсорів фізичних величин.

Головний фахівець з пірометрії
ПРАТ НВО «Термоприлад»

 С. М. Кубишин

Р/р 26007011062277 в ПАТ «КРЕДОБАНК» у м. Львів
МФО 325365, ЄДРПОУ – 04850451
Свідоцтво платника ПДВ 100104002,
Інд. податковий № 048504513053



ЗАТВЕРДЖУЮ

Проректор з науково роботи
Національного університету
"Львівська політехніка"

Чухрай Н.І.

« _____ » 2019 р.



АКТ

про використання результатів дисертаційного дослідження доцента кафедри напівпровідникової електроніки Лях-Кагуй Наталії Степанівни на тему: «Електро- і магнітотранспортні властивості базових сенсорних ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb, GaSb в околі переходу метал-діелектрик», представленої на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук за спеціальністю 01.04.07 – фізика твердого тіла, при виконанні держбюджетної науково-дослідної роботи ДБ/НЕМС кафедри напівпровідникової електроніки

Комісія у складі начальника НДЧ, к.т.н., доцента Жук Л.В., завідувача відділу науково-організаційного супроводу наукових досліджень к.т.н. Лазько Г.В., завідувача кафедри напівпровідникової електроніки д.т.н., проф. Дружинін А.О. та заступника начальника планово-фінансового відділу Чулой Т.М. цим актом підтверджують, що результати докторської дисертації Лях-Кагуй Наталії Степанівни «Електро- і магнітотранспортні властивості базових сенсорних ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb, GaSb в околі переходу метал-діелектрик» використано при виконанні держбюджетної науково-дослідної роботи ДБ/НЕМС „Перетворювачі фізичних величин на основі напівпровідникових мікро- і наноструктур як елементи мікросистемної техніки інформаційно-вимірювальних систем”, № державної реєстрації 0117U004457.

В результаті досліджень виконаних доцентом Лях-Кагуй Н.С:

- проведено комплексне дослідження електро- та магнітотранспортних властивостей базових сенсорних ниткоподібних кристалів кремнію, германію, антимонідів індію і галію у широкому інтервалі температур $1,4 \div 300$ К та магнітних полів $0 \div 14$ Тл;
- розширено фізичні уявлення щодо механізмів переносу носіїв заряду за низьких температур та деформаційно-стимульованих ефектів у ниткоподібних кристалах Si, Ge, InSb та GaSb, легованих в околі переходу метал-діелектрик за впливу зовнішніх полів;
- розроблено концепцію та створено елементну базу пристроїв сенсорної електроніки на основі легованих ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb та GaSb, дієздатних у складних умовах експлуатації (криогенні температури, сильні магнітні поля, опромінення високоенергетичними електронами).

Голова комісії

Начальник НДЧ, к.т.н., доцент

Жук Л.В.

Члени комісії:Завідувач відділу науково-організаційного
супроводу наукових досліджень к.т.н.

Лазько Г.В.

Завідувач кафедри напівпровідникової
електроніки д.т.н., професор

Дружинін А.О.

Заступник начальника
планово-фінансового відділу

Чулой Т.М.



“Затверджую”

Проректор з науково-педагогічної
роботи Національного університету
“Львівська політехніка”

Давидчак О.Р.

2019 р.

АКТ

про використання результатів дисертаційної роботи доцента кафедри напівпровідникової електроніки Лях-Кагуй Наталії Степанівни „Електро- і магнітотранспортні властивості базових сенсорних ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb, GaSb в околі переходу метал-діелектрик” у навчальному процесі кафедри

Ми, комісія в складі: голова комісії – директор Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки Національного університету “Львівська політехніка” професор Прудіус І.Н. та члени комісії – зав. кафедри НПЕ професор Дружинін А.О., професор кафедри НПЕ Островський І.П., доцент кафедри НПЕ Малик О.П., цим актом затверджуємо, що результати дисертаційної роботи доцента кафедри напівпровідникової електроніки Лях-Кагуй Наталії Степанівни „Електро- і магнітотранспортні властивості базових сенсорних ниткоподібних кристалів Si, Ge, InSb, GaSb в околі переходу метал-діелектрик”, а саме нові знання про особливості електро- і магнітотранспортних характеристик ниткоподібних кристалів кремнію, германію, антимонідів індію та галію та сенсорів теплових, механічних і магнітних величин, створених на їх основі, які можуть працювати в екстремальних умовах експлуатації, зокрема у сильних магнітних полях, за низьких температур і використовуються у навчальному процесі на кафедрі напівпровідникової електроніки Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки та електронної техніки при викладанні (лекційний матеріал та практичні заняття) дисциплін: “Наноструктури”, “Основи мікро- та нанотехнологій”, “Управління структурою та властивостями напівпровідникових матеріалів і приладів” студентам із галузі знань 15 “Автоматизація та приладобудування” та спеціальності 153 “Мікро- та наносистемна техніка”.

Голова комісії
Директор ІТРЕ, д.т.н., проф.

Прудіус І.Н.

Члени комісії:

Зав. кафедри НПЕ, д.т.н., проф.

Дружинін А.О.

Професор кафедри НПЕ, д.т.н.

Островський І.П.

Доцент кафедри НПЕ, д.ф.-м.н., доц.

Малик О.П.

СПИСОК ОСНОВНИХ ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Статті у наукових фахових виданнях України

1. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., Лях-Кагуй, Н. С., Маслоук, В. Т., & Мегела, І. Г. (2010). Вплив електронного опромінення на низькотемпературну провідність легованих ниткоподібних кристалів Si та Si-Ge. *Physics and Chemistry of Solid State*, 11(3), 588-592. <http://page.if.ua/uploads/pcss/vol11/1103-07.pdf> (Здобувачкою визначено зміну коефіцієнта тензочутливості НК Si p-типу провідності під дією високоенергетичного електронного опромінення)
2. Дружинин, А. А., Марьямова, И. И., Кутраков, А. П., Лях-Кагуй, Н. С., Маслоук, В. Т., & Мегела, И. Г. (2010). Исследование влияния электронного облучения на кремниевые тензорезисторы. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 1 (85), 26-29. <http://dspace.nbu.gov.ua/bitstream/handle/123456789/51887/07> (Здобувачкою визначено індуковану електронним опроміненням зміну параметрів тензорезисторів на основі НК кремнію з різним рівнем легування)
3. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Кутраков, О. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2011). Ниткоподібні кристали кремнію для сенсорної електроніки. *Фізика і хімія твердого тіла*, (12, № 4), 1078-1084. http://nbuv.gov.ua/UJRN/PhKhTT_2011_12_4_41 (Здобувачкою розраховано коефіцієнт тензочутливості НК Si з різною концентрацією легуючої домішки)
4. Дружинін, А. О., Мар'ямова, І. Й., Кутраков, О. П., & Лях-Кагуй, Н. С. (2012). Тензорезистивні сенсори тиску на основі ниткоподібних кристалів кремнію. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*, 9(3), 16-24. <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2012.3.114538> (Здобувачкою розраховано параметри чутливого елемента сенсора механічних величин на основі НК Si дієдатних за криогенних температур)
5. Дружинин, А. А., Кутраков, А. П., Лях-Кагуй, Н. С., & Вуйцик, А. М. (2013). Двухфункциональный датчик давления-температуры на основе нитевидных кристаллов кремния. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 4, 23-26. <http://dspace.nbu.gov.ua/handle/123456789/56345> (Здобувачкою розраховано параметри чутливого елемента сенсора механічних величин на основі НК p-Si)
6. Дружинін, А. О., Островський, І. П., Лях-Кагуй, Н. С., & Вуйцик, А. М. (2013). Магнетофононний резонанс у ниткоподібних кристалах германію. *Вісник Національного університету "Львівська політехніка": Електроніка*, 764, 135-142. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/24011> (Здобувачкою визначено період магнітофононних осциляцій у сильнолегованих НК Ge n-типу провідності в імпульсних магнітних полях з індукцією до 35 Тл)
7. Дружинін, А. О., Большакова, І. А., Островський, І. П., Ховерко, Ю. М., & Лях-Кагуй, Н. С. (2014). Особливості магнітоопору мікрокристалів InSb за криогенних

температур. *Вісник Національного університету Львівська політехніка. Електроніка*, (798), 93-98. (Здобувачкою проведено аналіз поведінки магнітоопору НК InSb та виявлено осциляції Шубнікова – де Гааза в області криогенних температур)

8. Druzhynin, A., Ostrovskiy, I., Khoverko, Y., Khytruk, I., & Liakh-Kaguy, N. (2015). Low temperature performances of doped GaSb whiskers. *Computational Problems of Electrical Engineering*, 5(2), 75–78. <http://ena.lp.edu.ua:8080/handle/ntb/33977> (Здобувачкою встановлено перехід від ефекту слабкої локалізації до антилокалізації в легованих НК GaSb n-типу провідності)

9. Дружинин А.А., Марьямова И.И., Кутраков А.П., Лях-Кагуй Н.С. (2015). Датчики гидростатического давления на основе микрокристаллов антимионида галлия. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 4, 19–23. <https://doi.org/10.15222/ТКЕА2015.4.19> (Здобувачкою запропоновано модель чутливого елемента датчика гідростатичного тиску на основі НК GaSb)

10. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Liakh-Kaguy N.S. (2016). Thermoelectric properties of SiGe whiskers. *Information and Telecommunication Sciences*, (2), 20-27. <https://doi.org/10.20535/2411-2976.22016.20-27> (Здобувачкою визначено параметри НК Si та Ge, рекомендованих для створення сенсора теплових величин на їх основі)

11. Druzhinin, A. A., Khoverko, Y. M., Kuttrakov, A. P., Liakh-Kaguy, N. S., & Yatsukhnenko, S. Y. (2017). Sensitive element of multifunctional sensor for measuring temperature, strain and magnetic field induction. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 6, 42–45. <https://doi.org/10.15222/ТКЕА2017.6.03> (Здобувачкою розраховано параметри чутливого елемента сенсора магнітних величин на основі НК Ge n- та p-типу провідності)

12. Дружинин А.О., Мар'ямова І.Й., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2018). Вплив одновісної деформації та гідростатичного тиску на властивості тонких шарів InSb. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*, 15(3), 50–57. <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2018.3.142044> (Здобувачкою визначено значення коефіцієнта гідростатичного тиску в зразках InSb із різною рівнем легування)

13. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.M., Liakh-Kaguy N.S. (2018). Magnetoresistance of Ge-Si whiskers in the vicinity to metal-insulator transition. *Physics and Chemistry of Solid State*, 19(2), 130-133. <https://doi.org/10.15330/pcss.19.2.130-133> (Здобувачкою визначено індуковану деформацією зміну параметрів у НК Si, легованих в околі ПМД)

Статті у наукових періодичних виданнях інших держав та виданнях України, які включені до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science

14. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Strain-Induced Berry Phase in GaSb Microcrystals. *Journal of Low Temperature Physics*, 196(3-4), 375-385.

<https://doi.org/10.1007/s10909-019-02189-4> (Здобувачкою встановлено існування Бері фази в деформованих НК GaSb)

15. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Lukuanchenko, A. (2018). Spin-orbit interaction in InSb core-shell wires. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 674(1), 1-10. <https://doi.org/10.1080/15421406.2019.1578506> (Здобувачкою встановлено перехід від ефекту слабкої локалізації до антилокалізації в НК InSb)

16. Druzhinin, A. A., Maryamova, I. I., Kutrakov, O. P., Liakh-Kaguy, N. S., & Palewski, T. (2012). Strain induced effects in p-type silicon whiskers at low temperatures. *Functional materials*, 19(3), 325-329. <http://dspace.nbu.gov.ua/handle/123456789/135328> (Здобувачкою визначено індуковану деформацією зміну параметрів у НК Si p-типу провідності)

17. Druzhinin, A. A., Ostrovskii, I. P., Khoverko, Y. N., Liakh-Kaguy, N. S., & Vuytsyk, A. M. (2014). Low temperature characteristics of germanium whiskers. *Functional materials*, 21 (2), 130-136. <http://dspace.nbu.gov.ua/handle/123456789/120404> (Здобувачкою визначено період магнітофононних осциляцій НК Ge з концентрації лежучої домішки в околі ПМД)

18. Druzhinin, A., Bolshakova, I., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2015). Low temperature magnetoresistance of InSb whiskers. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 40, 550-555. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2015.07.030> (Здобувачкою визначено значення температури Дінгла в легованих НК InSb)

19. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., Khytruk, I., & Rogacki, K. (2015). Peculiarities of magnetoresistance in InSb whiskers at cryogenic temperatures. *Materials Research Bulletin*, 72, 324-330. <https://doi.org/10.1016/j.materresbull.2015.08.016> (Здобувачкою визначено період осциляцій Шубнікова – де Гааза в НК InSb легованих в околі ПМД)

20. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2016). Negative magnetoresistance in indium antimonide whiskers doped with tin. *Low Temperature Physics*, 42(6), 453-457. <https://doi.org/10.1063/1.4954778> (Здобувачкою встановлено природу від'ємного магнітоопору в НК InSb, зумовлену класичним розмірним ефектом, зокрема розсіюванням в приповерхневих шарах ниткоподібних кристалів)

21. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Liakh-Kaguy, N., & Kogut, I. (2016). Thermoelectric properties of oblique SiGe whiskers. *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 8(2), 02030-1–02030-5. http://nbuv.gov.ua/UJRN/jnef_2016_8_2_32 (Здобувачкою визначено ряд параметрів НК Si та Ge на основі дослідження їх електрофізичних властивостей)

22. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2017). Low-temperature magnetoresistance of GaSb whiskers. *Low Temperature Physics*, 43(6), 692-698. <https://doi.org/10.1063/1.4985975> (Здобувачкою встановлено природу від'ємного магнітоопору в деформованих НК InSb зумовлену квантування електронних станів)

23. Khytruk, I., Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Rogacki, K. (2017). Properties of doped GaSb whiskers at low temperatures. *Nanoscale research letters*, 12(1), 156. <https://doi.org/10.1186/s11671-017-1923-1> (Здобувачкою визначено параметр Раїмба та довжину когерентності в НК GaSb)

24. Budzhak, Y., Liakh-Kaguy, N., Ostrovskii, I., & Druzhinin, A. (2018). Peculiarities of Electroconductivity and Magnetoresistance in Silicon Whiskers with Doping Concentration in the Vicinity to Metal-insulator Transition at Low Temperatures. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 10(4), 04015-1–04015-7. [https://doi.org/10.21272/jnep.10\(4\).04015](https://doi.org/10.21272/jnep.10(4).04015) (Здобувачкою визначено концентрацію легуючої домішки в оболонці та ядрі НК Si)

25. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., Liakh-Kaguy, N., & Rogacki, K. (2018). Berry phase in strained InSb whiskers. *Low Temperature Physics*, 44(11), 1189-1194. <https://doi.org/10.1063/1.5060974> (Здобувачкою встановлено появу Бері фази під дією деформації в НК InSb)

26. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Quantization in magnetoresistance of strained InSb whiskers. *Low Temperature Physics*, 45(5), 513-517. <https://doi.org/10.1063/1.5097360> (Здобувачкою встановлено природу від'ємного магнітоопору в деформованих НК InSb зумовлену квантуванням електронних станів)

27. Druzhinin, A., Ostrovskii, I., Khoverko, Y., & Liakh-Kaguy, N. (2019). Spin-orbit Splitting of Valence Band in Silicon Whiskers under Strain. *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 11(2), 02019-1–2019-8. [https://doi.org/10.21272/jnep.11\(2\).02019](https://doi.org/10.21272/jnep.11(2).02019) (Здобувачкою визначено величину спін-орбітального розщеплення валентної зони Si під дією деформації)

Матеріали конференцій, які індексовані у міжнародних наукометричних базах Scopus та Web of Science

28. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N., Byldina Ya. (February, 2016). Magnetoresistance oscillation in germanium and indium antimonide whiskers. *Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science. Proceedings of the XIII-th International Conference TCSET*, (pp. 361–363.) Lviv-Slavske, Ukraine. <http://doi.org/10.1109/TCSET.2016.7452059> (Здобувачкою визначено період магнітофонових осциляцій в НК Ge і осциляцій Шубнікова – де Гааза – в InSb)

29. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Liakh-Kaguy N.S., Kogut Iu.R. (2016, May). Properties of SiGe microcrystals in strong magnetic fields for thermoelectric sensors. *Proceedings of the International Conference on Electronics and Information Technology*, (pp. 39–42) Odesa, Ukraine. <http://doi.org/10.1109/ICEAIT.2016.7500987> (Здобувачкою визначено параметри сенсорів температури дієдатних в сильних магнітних полях)

30. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N. (2017, September). Magnetoresistance oscillations in InSb and GaSb whiskers at low temperatures. *The Second International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo'2017). Conference Proceedings*, (p. 1–5) Odessa, Ukraine. <https://doi.org/10.1109/UkrMiCo.2017.8095393> (Здобувачкою проведено аналіз поведінки магнітоопору НК InSb та GaSb виявлено осциляції Шубнікова – де Гааза в області криогенних температур)

31. Druzhinin A., Ostrovskii I., Liakh-Kaguy N., Zyska T., Tuleshova A., Satymbekov M., Iskakova A. (2017). Thermoelectric properties of SiGe whiskers with various morphology. *Proceedings of SPIE*, 10445, 1044556-1–1044556-9. <http://doi.org/10.1117/12.2280895> (Здобувачкою визначено ряд параметрів НК SiGe на основі дослідження їх електрофізичних властивостей)

32. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N., Byldina Y. (2017). Magnetoresistance of doped Te:GaSb whiskers. *Proceedings of the 2017 IEEE 7th Second International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2017)*, (p. 04NESP11-1–04NESP11-4.) Zatoka, Odessa, Ukraine. <http://doi.org/10.1109/NAP.2017.8190298> (Здобувачкою проведено аналіз поведінки магнітоопору НК GaSb при температурах нижче рідкого гелію)

33. Druzhinin A., Maryamova I., Kuttrakov O., Liakh-Kaguy N. (2018). Studies piezoresistive properties of n-type conductivity indium antimonide thin layers. *Proceedings of 14th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET)*, (pp. 445–448) Lviv-Slavske, Ukraine. <https://doi.org/10.1109/TCSET.2018.8336237> (Здобувачкою проведено аналіз характеристик InSb завдяки дослідженню електрофізичних властивостей)

34. Druzhinin A., Kuttrakov A., Liakh-Kaguy N. (2017, April). The effect of hydrostatic pressure on the indium antimonide thin films. *37th International Conference on Electronics and Nanotechnology, (ELNANO), Conference Proceedings*, (pp. 96-99) Kyiv, Ukraine, IEEE. <https://doi.org/10.1109/ELNANO.2017.7939724> (Здобувачкою визначено значення коефіцієнта гідростатичного тиску в зразках InSb із різною рівнем легування)

35. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N., (2019, April). Deformation-induced Magnetoconductance in Silicon Whiskers near Metal-insulator Transition. *39th International Conference on Electronics and Nanotechnology, (ELNANO), Conference Proceedings*, (pp. 732-735) Kyiv, Ukraine, IEEE. <https://doi.org/10.1109/ELNANO.2019.8783337> (Здобувачкою проведено аналіз поведінки магнітоопору НК Si, легованих в околі ПМД)

Праці, опубліковані у збірниках тез доповідей всеукраїнських і міжнародних конференцій:

36. Дружинин А.А., Марьямова И.И., Кутраков А.П., Лях-Кагуй Н.С. (2009). Исследование влияния электронного облучения на кремниевые тензорезисторы. *Труды 10-ой Международной научно-практической конференции “Современные информационные и электронные технологии” (СИЭТ-2009), Том 2*(с. 153) м. Одесса. Украина. (Здобувачкою визначено індуковану електронним опроміненням зміну параметрів тензорезисторів на основі НК Si з різним рівнем легування)

37. Дружинин А.О., Островський І.П. Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. (2009, Вересень). Вплив деформації на магнітоопір ниткоподібних кристалів кремнію та Si-Ge. *Тези доповідей IV Української наукової конференції з фізики напівпровідників. Том 1*, (с. 203-204)

м. Запоріжжя, Україна. (Здобувачкою проведено аналіз впливу деформації на поведінку магнітоопору НК Si)

38. Дружинін А.О., Мар'ямова І.Й., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2010). Дослідження впливу електронного опромінення на ниткоподібні кристали Si, SiGe та шари полікремнію. 4-та Міжнародна науково-технічна конференція "Сенсорна електроніка та мікросистемні технології" (СЕМСТ-4): Тези доповідей, (с. 8-9) м. Одеса, Україна. (Здобувачкою визначено коефіцієнт тензочутливості НК Si під дією електронного опромінення)

39. Дружинін А.О., Мар'ямова І.Й., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2010). Провідність легованих НК кремнію, опромінених електронами. VII Міжнародна школа-конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників»: Тези доповідей, (с. 164) м. Дрогобич, Україна. (Здобувачкою визначено коефіцієнт тензочутливості НК Si, опромінених високоенергетичними електронами)

40. Дружинін А.О., Мар'ямова І.Й., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2011, Жовтень) Деформаційно-стимульовані ефекти в мікрокристалах кремнію р-типу за низьких температур. Збірник тез V Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-5), (с. 136–137) Ужгород, Україна. (Здобувачкою визначено зміну коефіцієнта тензочутливості НК Si під впливом опромінення)

41. Дружинін А.О., Мар'ямова І.Й., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2012, Травень). Тензорезистивні сенсори на основі ниткоподібних кристалів кремнію. 5-та Міжнародна науково-технічна конференція "Сенсорна електроніка та мікросистемні технології" (СЕМСТ-5). Тези доповідей, (с. 185–186) Одеса, Україна. (Здобувачкою розраховано параметри чутливого елемента сенсора механічних величин на основі НК Si дієдатних при криогенних температурах)

42. Дружинін А.А., Кутраков А.П., Лях-Кагуй Н.С., Вуйцик А.М. (2013, Маю). Разработка двухфункционального датчика давления-температуры на основе нитевидных кристаллов кремния. Труды XIV Международной научно-практической конференции "Современные информационные и электронные технологии" (СИЭТ), (с. 242–243) Одеса, Україна. (Здобувачкою розраховано параметри чутливого елемента сенсора механічних величин на основі НК p-Si)

43. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С., Вуйцик А.М. (2012, Вересень) Низькотемпературні характеристики легованих ниткоподібних кристалів Ge. Тези доповідей VI-ї Української наукової конференції з фізики напівпровідників (УНКФН-6), (с. 83–84) Чернівці, Україна. (Здобувачкою визначено ряд параметрів НК Ge, дослідивши їх електрофізичні властивості)

44. Druzhinin A., Kuttrakov A., Liakh-Kaguy N., Vuuytsyk A. (2014, February). Pressure-temperature sensor based on p-type silicon whiskers. *Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science. Proceedings of the XII-th International Conference*

(TCSET), Lviv-Slavske, Ukraine. pp. 320–322. (Здобувачкою розраховано коефіцієнт тензочутливості НК кремнію р-типу)

45. Дружинин А.А., Марьямова И.И., Кутраков А.П., Лях-Кагуй Н.С. (2015, Май). Датчики гидростатического давления на основе нитевидных кристаллов антимонида галлия. *Труды XVI Международной научно-практической конференции “Современные информационные и электронные технологии” (СИЭТ)*, (с. 226-227). Одесса, Украина. (Здобувачкою запропоновано модель чутливого елемента датчика гідростатичного тиску на основі НК GaSb)

46. Хитрук І.І., Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. (2016, Вересень). Особливості магнітоопору ниткоподібних кристалів GaSb n-типу в умовах слабкої локалізації за низьких температур. *7-ма Українська наукова конференція з фізики напівпровідників. Матеріали конференції*, (с. 130–131) Дніпро, Україна. (Здобувачкою встановлено перехід від ефекту слабкої локалізації до антилокалізації в НК GaSb при температурі рідкого гелію)

47. Khytruk I.I., Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.N., Liakh-Kaguy N.S. (2016, August) Properties of doped GaSb whiskers at low temperatures. *Abstract book of International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO)*, (p. 537). Lviv, Ukraine. (Здобувачкою проведено аналіз поведінки магнітоопору НК GaSb та виявлено осциляції Шубнікова – де Гааза)

48. Дружинін А.О., Марьямова І.Й., Островський І.П., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. (2018). Вплив деформації на властивості тонких шарів InSb в широкому інтервалі температур. *8-ма Міжнародна науково-технічна конференція “Сенсорна електроніка та мікросистемні технології” (СЕМСТ-8): Тези доповідей*, (с. 27) Одеса, Україна. (Здобувачкою визначено значення коефіцієнта тензочутливості в зразках InSb із різною рівнем легування)

49. Druzhinin A., Ostrovskii I., Khoverko Yu., Liakh-Kaguy N., Lukianchenko A. (2018, August). Spin-orbit interaction in InSb core-shell wires. *Abstract book of International research and practice conference “Nanotechnology and nanomaterials” (NANO)*, (p. 622.) Kyiv, Ukraine. (Здобувачкою встановлено перехід від ефекту слабкої антилокалізації до локалізації в НК InSb із зменшенням рівня легування)

50. Дружинін А.О., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. (2018, Жовтень). Надпровідність мікрокристалів GaSb за низьких температур в слабких магнітних полях. *8-ма Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (УНКФН-8)*, (с. 60–61) Ужгород, Україна. (Здобувачкою визначено верхнє критичне поле існування надпровідності в НК GaSb)

51. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Yu.N., Liakh-Kaguy N.S. (2018). Superconductivity of GaSb microcrystals at weak magnetic fields. *Materials of the International Meeting “Cluster and nanostructured materials (CNM-5)”*, (p. 50–51) Uzhhorod, Ukraine. (Здобувачкою визначено верхнє та нижнє критичні поля існування надпровідності в НК GaSb n-типу провідності)

Патенти України

52. Патент на корисну модель № 106175 Україна, МПК: (2016.04) G01K 7/22. *Багатофункційний датчик / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № и 201507474; заявл. 27.07.2016, опублік. 25.04.2016, Бюл. № 8. (Здобувачкою запропоновано модель багатофункційного датчика температури, деформації та магнітного поля на основі НК кремнію та германію)*

53. Патент на корисну модель № 119016 Україна, МПК: (2017.09) G01K 7/22, G01B 7/16. *Багатофункційний датчик для криогенних температур / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Островський І.П., Ховерко Ю.М., Лях-Кагуй Н.С. – № и 201701869; опублік. 11.09.2017, Бюл. № 17. (Здобувачкою розраховано параметри чутливого елемента сенсора магнітних величин на основі НК InSb, легованих в околі переходу метал-діелектрик)*

54. Патент на корисну модель № 111724 Україна, МПК: (2016.11) G01V 1/16, G01V 1/52. *Сейсмічний датчик вібрацій / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С., Корецький Р.М. – № и 201604087; заявл. 14.04.2016, опублік. 25.11.2016, Бюл. № 22. (Здобувачкою розраховано параметри чутливого елемента сенсора механічних величин на основі НК Si)*

55. Патент на корисну модель № 133495 Україна, МПК: (2019.04) G01L 7/02, G01L 9/02, G01L 9/04. *Датчик гідростатичного тиску / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № и 201810828; заявл. 01.11.2018, опублік. 10.04.2019, Бюл. №7. (Здобувачкою запропоновано модель чутливого елемента датчика гідростатичного тиску на основі НК GaSb n-типу)*

56. Патент на корисну модель № 79101 Україна, МПК: (2013.04) G01K 7/22, G01B 7/16, G01L 9/04, G01L 9/06. *Газовий термометр / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № и 2012 12082; заявл. 22.10.2012, опублік. 10.04.2013, Бюл. № 7. (Здобувачкою запропоновано вимірювальний елемент у вигляді чутливого елемента сенсора механічних величин на основі спеціально легованого НК Si)*

57. Патент на корисну модель № 86792 Україна, МПК: (2014.01) G01K 7/22, G01L 9/06. *Газовий термометр для криогенних температур / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № и 201308841; заявл. 15.07.2013, опублік. 10.01.2014, Бюл. № 1. (Здобувачкою запропоновано спосіб підвищення точності вимірювань завдяки використанню двох додаткових тензорезисторів на основі НК Si p-типу)*

58. Патент на корисну модель № 107892 Україна, МПК: (2016.06) G01K 7/02, H01L 35/34. *Датчик теплового випромінювання / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № и 201512671; заявл. 21.12.2015, опублік. 24.06.2016, Бюл. № 12. (Здобувачкою запропоновано виконання терморпарі на основі контакту епітаксійних ш арів p-Si з платиною)*

59. Патент на корисну модель № 95398 Україна, МПК: (2014.12) G01K 7/22. *Спосіб компенсації температурної залежності тензочутливості / Дружинін А.О., Кутраков О.П., Лях-Кагуй Н.С. – № и 201406812; заявл. 16.06.2014, опублік. 25.12.2014, Бюл. № 4. (Здобувачкою запропоновано спосіб компенсації температурної залежності тензочутливості НК Si p-типу провідності).*