

Ніколаєва А.А.^{1,2}, Конопко Л.А.^{1,2}, Хубер Т.³, Бодюл П.П.^{1,4}, Попов І.¹,
Молошник Е.¹, Гергішан І.¹

¹Інститут електронної інженерії й нанотехнологій ім. Д.Гіцу, АНМ,
вул. Академії, 3/3, Кишинів, MD-2028, Молдова;

²Міжнародна лабораторія сильних магнітних полів і низьких температур,
вул. Гаявицька 95, Вроцлав, 53-421, Польща;

³Говардський університет, Коледж-стріт 500,
Північно-Захід, Вашингтон, США;

⁴Технічний університет, бульвар Штефан чел Маре, 168,
МД-2004, Кишинів, Республіка Молдова

ВПЛИВ РОЗМІРІВ, МАГНІТНОГО ПОЛЯ І ПРУЖНИХ ДЕФОРМАЦІЙ НА ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНУ ЕФЕКТИВНІСТЬ НИТОК ТОПОЛОГІЧНИХ ІЗОЛЯТОРІВ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ НИТОК $Bi_{1-x}Sb_x$

У даній роботі наведені експериментальні результати дослідження термоелектричних властивостей ниток топологічних ізоляторів (ТІ) на базі напівпровідникових ниток $Bi_{1-x}Sb_x$. Напівпровідникові нитки $Bi-17$ ат % Sb , у скляній оболонці, отримувались литтям з рідкої фази по методу Улітовського і являли собою монокристали строго циліндричної форми з діаметрами від 100 нм до 1 мкм і орієнтацією (1011) уздовж осі нитки. Було виявлено, що енергетична щільність ΔE_g у нитках $Bi-17$ ат % Sb зростає зі зменшенням діаметра ниток як $1/d$, що є проявом квантового розмірного ефекту. В області низьких температур спостерігалось відхилення від експоненційної температурної залежності опору і провідність ниток зростає зі зменшенням діаметра, що найбільш яскраво проявляється при $T = 4.2$ К і є проявом властивостей топологічного ізолятора, наявністю поверхневих станів з високою провідністю. Досліджувався вплив температури, магнітного поля, пружної деформації й діаметра ниток $Bi-17$ ат % Sb на силовий фактор $\alpha^2 \sigma$ в інтервалі температур 4.2...300 К. Показано, що максимальне значення P_f досягається при $T = 300$ К для ниток $d = 100$ нм і зі збільшенням діаметра – зменшується. Установлено, що як магнітне поле ($H \parallel I$), так і пружна деформація ниток приводять до підвищення силового фактора на 35 – 40 % в області $T > 150$ К, що відкриває можливість оптимізації термоелектричних параметрів ниток на базі ТІ $Bi_{1-x}Sb_x$ для використання їх у термоелектричних перетворювачах енергії.

Ключові слова: термоелектрика, напівпровідникові нанонитки, топологічний ізолятор, квантовий розмірний ефект, деформація.

This paper presents the experimental results of a study of thermoelectric properties of the topological insulator (TI) wires based on semiconductor $Bi_{1-x}Sb_x$ wires. Glass-coated semiconductor $Bi-17$ at % Sb wires prepared by the Ulitovsky liquid phase casting method were single crystals strictly cylindrical shape with diameters ranging from 100 nm to 1000 nm and crystallographic orientation (1011) along the wire axis. It has been found that the energy gap ΔE_g

in the Bi-17 at% Sb wires increases with decreasing wire diameter d as $1/d$, which is a manifestation of the quantum size effect. At low temperatures, a deviation from the exponential temperature dependence of the resistance $R \sim \exp(E/2k_B T)$ is observed; the conductivity of the wires increases with decreasing diameter due to the TI properties, in particular, the presence of surface states with high conductivity. The effect of temperature, magnetic field, elastic deformation, and the diameter of the Bi-17 at% Sb wires on power factor $\alpha^2 \sigma$ in a temperature range of 4.2...300 K has been studied. It has been shown that the maximum value is achieved at $T = 300$ K for wires with $d = 100$ nm and decreases with increasing diameter d . It has been found that both the magnetic field ($H \parallel I$) and the elastic deformation of the wires lead to an increase in the power factor by 35 – 40% at $T > 150$ K; this finding opens the possibility of optimizing the thermoelectric parameters of $Bi_{1-x}Sb_x$ TI based wires for use in thermoelectric energy converters.

Keywords: thermoelectricity, semiconductor nanowires, topological insulator, quantum size effect, deformation.

Вступ

Відомо, що сплави $Bi_{1-x}Sb_x$ у напівпровідниковій області концентрацій уже довгі роки є кращим магнето-термоелектричним матеріалом в області власної провідності й широко використовувалися в якості n -віток в термоелектричних перетворювачах енергії при низьких температурах ($40 < T < 150$ K) [1 – 6]. Сплави $Bi_{1-x}Sb_x$ ($0 \leq x \leq 1$) утворюють неперервний ряд твердих розчинів. Зі зміною концентрації Sb від 0 до 1 енергетичний спектр Bi неперервно перебудовується в спектр Sb, утворюючи в області концентрацій ($0.08 < x < 0.25$) напівпровідникову фазу з максимальною щільною 25 меВ (рис. 1) [7].

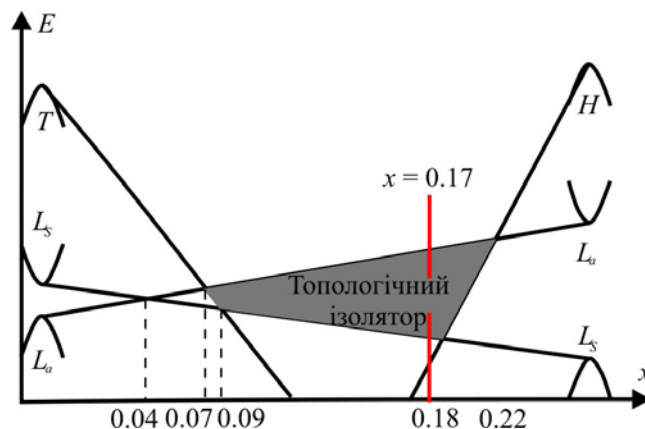


Рис. 1. Схема перебудови енергетичного спектра в сплавах $Bi_{1-x}Sb_x$ від концентрації Sb ($0 < x < 0.25$ Sb).

Оптимізація термоелектричних матеріалів включає три параметри- термоЕРС α (коефіцієнт Зеєбека), питому провідність матеріалу- σ і теплопровідність $\chi = (\chi_e + \chi_p)$, де χ_e – електронна теплопро-відність і χ_p – теплопровідність ґратки. Коефіцієнт термоелектричної ефективності $Z = \alpha^2 \sigma / (\chi_e + \chi_p)$ [2].

Тривалий час маніпуляція цими параметрами не привела до підвищення термоелектричної ефективності ($ZT > 1$), причини чого досить докладно розглянуті в статтях і оглядах [3 – 9].

Новим стимулюючим поштовхом у розвитку термоелектричних матеріалів послужили теоретичні роботи Дресельхаус зі співавторами [10 – 13], що розглянули низькорозмірні квантові системи (нитки, плівки, квантові точки) на базі Bi і $Bi_{1-x}Sb_x$ матеріалів, у яких найбільш яскраво проявляються квантові розмірні ефекти й у яких було прогнозовано значне підвищення

термоелектричної ефективності ZT . Було показано, що розміри зразка (товщина або діаметр d) стають додатковим параметром, що впливають на термоелектричну ефективність матеріалу, коли хоча б один з розмірів зразка d порівняльний з довжиною хвилі де Бройля $\lambda = h/p$.

Причиною цьому є як підвищення густини станів носіїв заряду $g(E)$ у квантових системах, що приводить до зростання термоЕРС, а також зменшення теплопровідності внаслідок зменшення довжини вільного пробігу носіїв і фононів через додаткове розсіювання на границях. Бурхливий розвиток нанотехнологій сприяв експериментальному розвитку термоелектричних наноматеріалів. Однак, експериментальні результати, отримані за останні 15 – 20 років більш скромні, ніж теоретичні. У декількох роботах [14, 15] повідомлялося про одержання $ZT = 2$ при $T = 300$ К в Bi_2Te_3/Sb_2Te_3 надгратках і $ZT = 3$ при $T = 450$ К в квантових точках $PbTe/PbSeTe$. Найбільш повно про термоелектричні досягнення в низькорозмірних напівпровідниках викладено в роботі J.P. Heremans [16]. Особливо складним питанням є відтворюваність результатів і реальне їхнє використання в термоелектриці.

В останні роки велика увага так само приділяється новому класу матеріалів - топологічним ізоляторам [17 – 19], до яких відносяться сплави $Bi_{1-x}Sb_x$ у напівпровідниковій області (рис. 1). У роботі [20] було показано, що стан топологічного ізолятора реалізується в напівпровідниках з інвертованим спектром.

Довгий час вважали, що в напівметалевих сплавах $Bi_{1-x}Sb_x$ з $x < 0.04$ енергетичний спектр у точці L інвертований, а в сплавах з $x > 0.04$ – прямий, тому що в спектрі електронів і дірок у точці L , «сідлова точка» не була виявлена. Однак, в 1998 році авторами [21] була виявлена «сідлова точка» в електронному й дірковому спектрах у точці L зони Бріллюена, при $x \approx 0.15$, так що при збільшенні k залежність $E(k)$ набуває «двогорбий» вигляд. Т. ч. в Bi у точці L спектр прямий, а в сплавів $Bi_{1-x}Sb_x$ ($0.04 < x < 1$) спектр інвертований і таким чином у цих сплавах у напівпровідниковій області слід очікувати прояв властивостей ТІ, особливо в низькорозмірних системах. Напівпровідникові сплави $Bi_{1-x}Sb_x$ були першими, відкритими тривимірними ТІ з п'ятьома пересічними Фермі рівнями поверхневої зони [22, 23]. Дослідження за допомогою фотоемісійної спектроскопії з високим кутовим розділенням (ARPES) довели існування поверхневих станів у напівпровідникових сплавах $Bi_{1-x}Sb_x$ із законом дисперсії, що дозволяють віднести ці сплави до класу топологічних ізоляторів [24].

Більші рухливості носіїв заряду від поверхневих станів було виявлено в ТІ $Bi_{0.9}Sb_{0.1}$ [25]. Підвищення термоелектричної ефективності в топологічних ізоляторах було передбачено в [14, 19, 26].

Щоб зрозуміти макроскопічні властивості стану поверхні ТІ й вивчити можливості їх практичного використання, необхідні транспортні дослідження. Метою представленої роботи було вивчення прояву властивостей ТІ й дослідження термоелектричних властивостей ниток ТІ $Bi-17$ ат % Sb залежно від діаметра, температури, магнітного поля й пружної деформації.

Зразки й методика експерименту

Тонкі монокристалічні нитки отримувались литтям з рідкої фази по методу Улітовського [27, 28]. У якості вихідного матеріалу служив монокристалічний злиток сполуки $Bi-17$ ат % Sb , отриманий методом зонної перекристалізації.

Кристалізація жили мікродроту з вісмуту й сплавів $Bi_{1-x}Sb_x$ протікає при сильному переохолодженні розплаву на фронті кристалізації. Для вісмуту гранична глибина переохолодження настає при швидкості лиття 10 м/с і досягає 40 – 50 °С. Сильне

переохолодження й високі швидкості кристалізації сприяють росту монокристалічної жили й збереженню стехіометричної сполуки $Bi-17$ ат % Sb сплаву.

Діаметр ниток вимірювався оптичним мікроскопом *Violam* зі збільшенням 1350. Контрольні виміри діаметрів були зроблені на скануючому (SEM) електронному *Vega Tescan 5130 MM*.

Монокристалічність ниток $Bi - 17$ ат % Sb і їх кристалографічна орієнтація була встановлена за допомогою рентгенограм обертання. Зразки всіх діаметрів мали орієнтацію (1011) уздовж осі нитки. При цьому, як і в нитках чистого Bi [29] тригональна вісь C_3 нахилена до осі нитки під кутом $\sim 20^\circ$, а вісь C_3 – перпендикулярна осі.

Нитки в скляній оболонці розташовувалися на пластинці з фольгованого гетинакса з вирізаними мідними контактними смужками, на які наносили $InGa$ – евтектику, яка при 300 К перебувала в рідкому стані. Контакт виникав внаслідок змочування торців нитки $InGa$ евтектикою і забезпечував комірність контактів. Довжина зразків становила $1 \div 3$ мм. Пластинка з ниткою містилася в спеціальному утримувачі, який занурювався у кріостат для низькотемпературних вимірів. Диференціальна термопара $Cu - Cu(0.05Fe)$, що має тепловий контакт із холодними й нагрітими кінцями нитки, використовувалася для виміру різниці температур на кінцях зразка. Градієнт температури створювався від 0.5 К до 2 К залежно від температури вимірів.

Опір вимірювався двоконтактним методом з похибкою не більшою 1 %, а загальна похибка вимірювання термоЕРС ~ 10 %.

Розташування основних кристалографічних осей і монокристалічність ниток усіх діаметрів підтверджена дослідженнями кутових діаграм обертання поперечного магнітоопору R (θ) ($H \perp I$) в різних магнітних полях (0.5 – 14 Тл) при $T = 300, 150, 80, 4.2$.

Приклад запису кутових діаграм обертання $\Delta R/R(\theta)$ нитки $Bi-17$ ат % Sb з $d = 200$ нм при 150 К та різних значеннях магнітного поля H представлено на рис. 2.

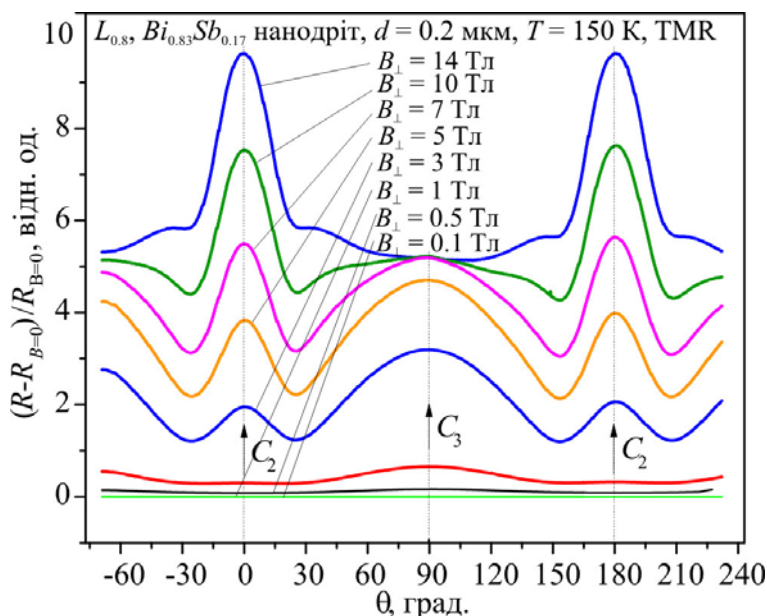


Рис. 2. Діаграми обертання поперечного магнітоопору нитки $Bi-17$ ат % Sb , $T = 150$ К, $d = 200$ нм, при різних значеннях магнітного поля.

Кутові залежності поперечного магнітоопору (ПМ) симетричні щодо напрямку $\theta = 0$ і $\theta = 90^\circ$, що повністю відповідає феноменологічним виразам [30]. Слід зазначити, що на відміну

від діаграм обертання поперечного магнітоопору (ДОПМ) на нитках і монокристалах Bi і напівметалевих сплавах $Bi_{1-x}Sb_x$ у сильних магнітних полях при $H \parallel C_3$ утворюється мінімум, а при $H \parallel C_2$ – максимум.

Дані добре узгоджуються з результатами роботи [24], отриманими на масивних монокристалах відповідної сполуки і орієнтації.

Деформаційні залежності опору $R(\xi)$ і термоЕРС $\alpha(\xi)$, де $\xi = (l - l_0)/l_0$, l_0 – довжина зразка без розтягувального навантаження проводилися до 1.5 – 2 % відносного видовження за методикою докладно описаною в [31, 32]. Особлива увага приділялася умові пружності деформації, яка оцінювалася по відтворюваності результатів при численних циклах розтягання для кожної температури.

Виміри в магнітному полі Віттер- магніту індукції до 14 Тл проводилися в поздовжній конфігурації ($H \parallel I$, $H \parallel \Delta T$) при температурах 2...300 К в міжнародній лабораторії сильних магнітних полів і низьких температур (м. Вроцлав, Польща).

Результати й обговорення

На рис. 3 наведені температурні залежності відносного опору $\Delta R/R(T)$, де $\Delta R = R_T - R_{300}$, для напівпровідникових ниток Bi -17 % Sb різних діаметрів, в інтервалі температур 1.5 – 300 К. При 300 К питомий опір ρ практично не залежить від діаметра ниток d . Зі зменшенням температури, опір зростає для ниток усіх досліджуваних діаметрів і на залежностях $R(T)$ проявляються експоненційні ділянки $R \sim \exp(\Delta E/2k_B T)$.

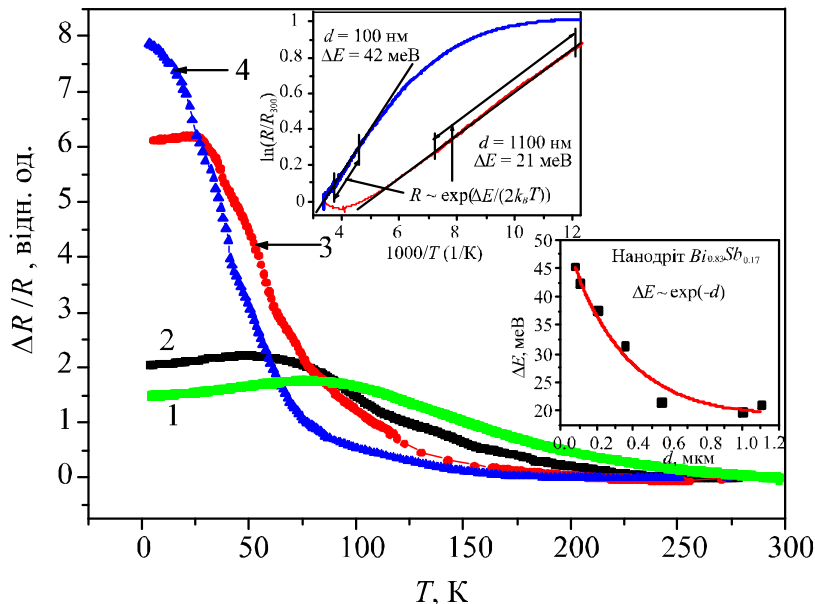


Рис. 3. Температурні залежності наведеного опору $\Delta R/R(T)$ ниток Bi -17 ат % Sb різних діаметрів: 1. $d = 100$ нм, 2. $d = 200$ нм, 3. $d = 600$ нм, 4. $d = 900$ нм. На вставці: вгорі- залежності $R(10^3/T)$ для ниток з $d = 200$ нм і $d = 1100$ нм; внизу- залежності щільності ΔE_g від діаметра ниток d .

Нахил експоненційних ділянок, і область їх існування, залежать від діаметра ниток d . Зі зменшенням діаметра ниток d , область лінійної залежності $\rho(10^3/T)$ зміщується в область більш високих температур (рис. 3, вставка). З лінійних залежностей $\rho(10^3/T)$ випливає, що термічна

щілина суттєво залежить від діаметра ниток d , зростаючи від значення 20 – 22 меВ, для нитки з $d = 1100$ нм, характерного для масивних зразків аналогічної сполуки, до значення $\Delta E = 42$ меВ для нитки з $d = 100$ нм.

Така залежність від діаметра ниток d є проявом квантового розмірного ефекту, що приводить до переходу напівметал- напівпровідник у напівметалевих нитках чистого Bi і $Bi_{1-x}Sb_x$ ($x < 0.04$), а в напівпровідникових нитках $Bi_{1-x}Sb_x$ [33, 34] до зростання щілини зі зменшенням діаметра ниток d [12, 27, 28, 33, 34].

Слід зазначити, що в сплавах $Bi_{1-x}Sb_x$ з $0.15 < x < 0.22$ термічна щілина, знайдена з експериментальних залежностей питомого опору від температури, є непряма щілина ΔE_{LH} , рівна відстані між дном зони провідності й стелею валентної зони в H (рис. 1). Однак, у загальному випадку із залежностей $\rho(T)$ напівпровідникових сплавів $Bi_{1-x}Sb_x$ визначається «ефективна» термічна щілина ΔE^T , спостережувана в результаті теплової генерації носіїв як через щілину ΔE_{gl} , так і через ΔE_{LT} або ΔE_{LH} . Згідно з рис. 3 (вставка внизу) енергетична щілина експоненціально росте зі зменшенням діаметра ($E \sim \exp(d)$).

В області низьких температур $T < 100$ К відбувається істотна зміна ходу температурних залежностей $R(T)$ (рис. 3). При зменшенні діаметра ниток d спостерігалось відхилення від експоненціального росту $R(T)$ при зниженні температури й утворення плато при $T \rightarrow 4.2$ К. Температура, при якій відбувається це відхилення зміщується в область більш високих температур зі зменшенням діаметра ниток d . Фактично, при 4.2 К відбувається збільшення провідності напівпровідникових ниток $Bi-17\% Sb \approx$ в 5 раз зі зменшенням діаметра від 1000 нм до 100 нм (рис. 3).

Таку поведінку $R(T)$ в області низьких температур можна пояснити з погляду прояву властивостей ТІ, а саме виникнення високопровідних поверхневих станів, внесок яких зі зменшенням діаметра ниток зростає й опір зменшується. У ТІ провідні властивості поверхні є наслідком сильної спин-орбітальної взаємодії, яка й приводить до виникнення спин-розщеплених топологічних поверхневих станів з дисперсією діраковського типу, тобто лінійною залежністю енергії від імпульсу [35].

Досліджувались також температурні залежності термоЕРС $\alpha(T)$ в інтервалі температур 4.2 – 300 К ниток різних діаметрів (рис. 4).

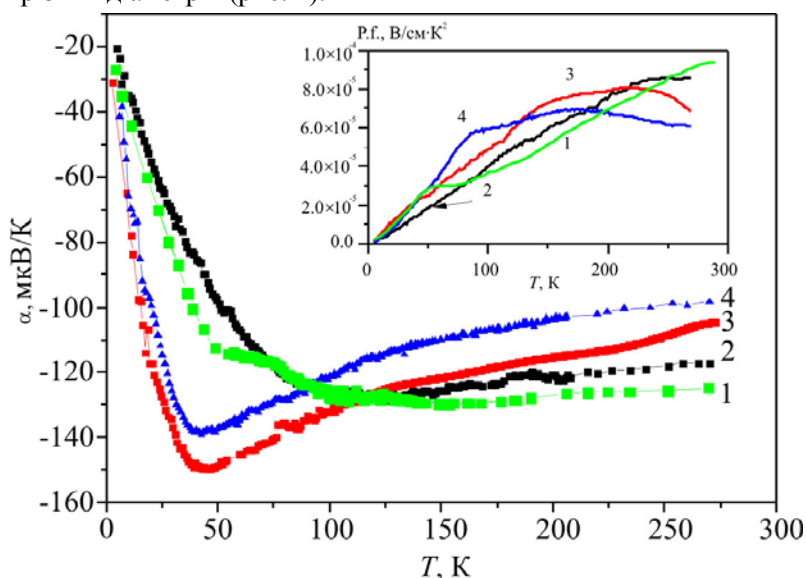


Рис. 4. Температурні залежності термоЕРС $\alpha(T)$ ниток $Bi_{1-x}Sb_x$ різних діаметрів:

1. $d = 100$ нм, 2. $d = 200$ нм, 3. $d = 600$ нм, 4. $d = 900$ нм.

На вставці: температурні залежності силового фактора $P.f. = \alpha^2 \sigma(T)$.

Для ниток усіх досліджуваних діаметрів термоЕРС негативна у всій області температур. Зі зниженням температури термоЕРС зростає за абсолютним значенням, досягаючи значення -150 мкВ/К в області $30 - 50$ К. При зниженні температури до 4.2 К термоЕРС зменшувалася до -20 мкВ/К для ниток усіх досліджуваних діаметрів.

Зі зменшенням діаметра ниток, величина максимального значення термоЕРС зменшується і максимум зміщається в область більш високих температур. Зменшення термоЕРС у тонких нитках напівпровідникових сплавів $Bi_{1-x}Sb_x$ пов'язане із впливом поверхневого розсіювання на довжину вільного пробігу електронів, що визначає при $T < 100$ К знак і величину термоЕРС. Падіння ефективної довжини вільного пробігу електронів зі зменшенням діаметра ниток, приводить до зменшення їх внеску в термоЕРС, що є наслідком прояву класичного розмірного ефекту.

Залежності параметра потужності $P.f. = \alpha^2 \sigma$ від температури й діаметра ниток d були визначені за даними термоЕРС $\alpha(T)$ і опору $R(T)$ і представлені на вставці рис. 4. Максимальне значення $P.f. = 8 \times 10^{-5}$ Вт/см K^2 досягає при 300 К в нитках з мінімальним діаметром $d = 100$ нм (рис. 4, крива 1).

Досліджувався вплив магнітного поля $H \parallel I$, $\parallel \Delta T$ і пружної деформації розтягання на термоелектричну ефективність ниток $Bi - 17$ ат % Sb при різних температурах.

На рис. 5 і 6 представлені магнітопольові залежності опору (а) $\Delta R/R(H)$ ($H \parallel I$) і термоЕРС (б) $\alpha(H)$ ($H \parallel \Delta T$) при фіксованих значеннях температури ниток $Bi-17$ ат % Sb , $d = 200$ нм (рис. 5) і $d = 100$ нм (рис. 6).

З ростом магнітного поля опір зростає при всіх температурах, однак, у слабких магнітних полях при підвищенні температури ріст опору вповільнюється (вставки на рис. 5а й рис. 6а), у той час як зростання термоЕРС $\alpha(H)$ підсилюється (рис. 5б, 6б).

У нитках $Bi-17$ ат % Sb з $d = 200$ нм ріст опору від магнітного поля ($H = 2$ Тл) становить 80% при $T = 64$ К, а в нитках з $d = 100$ нм опір зростає на 18% при $T = 52$ К. Слабке зростання термоЕРС у магнітних полях до 2 Тл приводить до зменшення силового фактора в нитках з $d = 200$ нм (крива 3 на вставці рис. 5б) і стабілізації $P.f.$ для ниток з $d = 100$ нм (крива 2 рис. 7а).

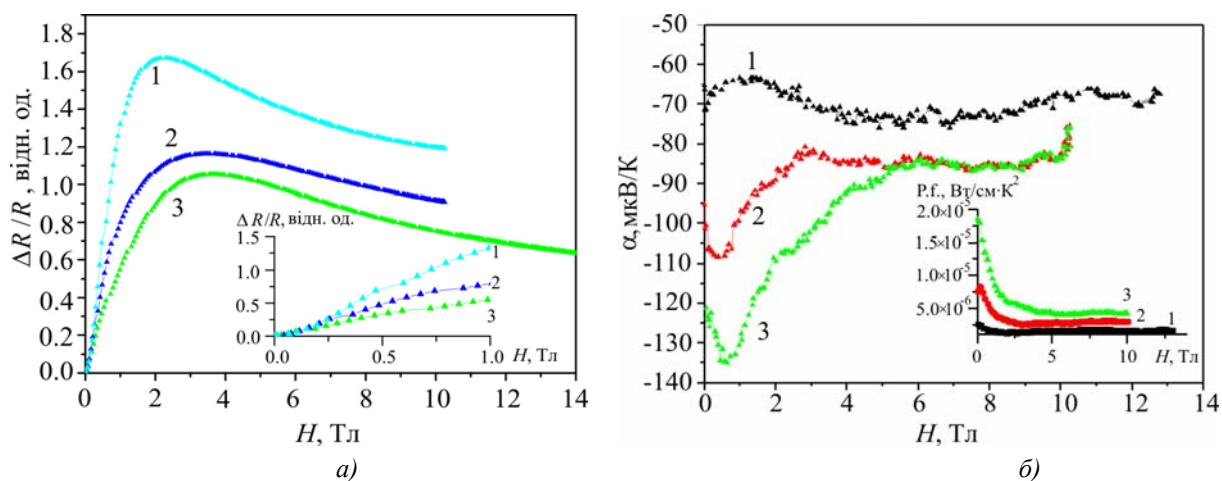


Рис. 5. Польові залежності опору $R_H/R_0(H)$ (а) і термоЕРС $\alpha(H)$ (б) нитки $Bi-17$ ат % Sb , $d = 200$ нм при різних температурах: 1. $T = 17$ К, 2. $T = 38$ К, 3. $T = 64$ К. На вставці (а) початкова ділянка польових залежностей $\Delta R/R(H)$. На вставці (б): польова залежність силового фактора $P.f.(H)$, при різних температурах: 1. $T = 17$ К, 2. $T = 38$ К, 3. $T = 64$ К.

При більш високих температурах картина міняється. Як видно з рис. 6б при $T = 143$ К для ниток з $d = 100$ нм, термоЕРС зростає в магнітних полях 2.5 Тл на ~ 20 % (крива 4), у той час як опір зростає на ~ 10 % за тих самих умов. Розраховане значення силового фактора: $P.f. = \alpha^2 \sigma$ від магнітного поля вказує на ріст $P.f.$ на ~ 40 % у магнітнім полі 2.5 Тл (рис. 7а, крива 4).

Досліджувалися також деформаційні (деформація розтягування) залежності опору $R(\xi)$ і термоЕРС $\alpha(\xi)$ при різних температурах. На рис. 7б представлені деформаційні залежності опору $R_\xi/R_0(H)$ - 1 і термоЕРС $\alpha(\xi)$ - 2 при $T = 146$ К, $\xi = (l - l_0)/l_0$, де l_0 - довжина нитки до розтягування).

Як видно з рис. 7б пружна деформація розтягування тонких ниток ($d = 100$ нм) до 1.8 % відносного видовження приводить до зменшення опору й росту термоЕРС за абсолютним значенням, що приводить до зростання $P.f.$ ~ 30 % при 146 К.

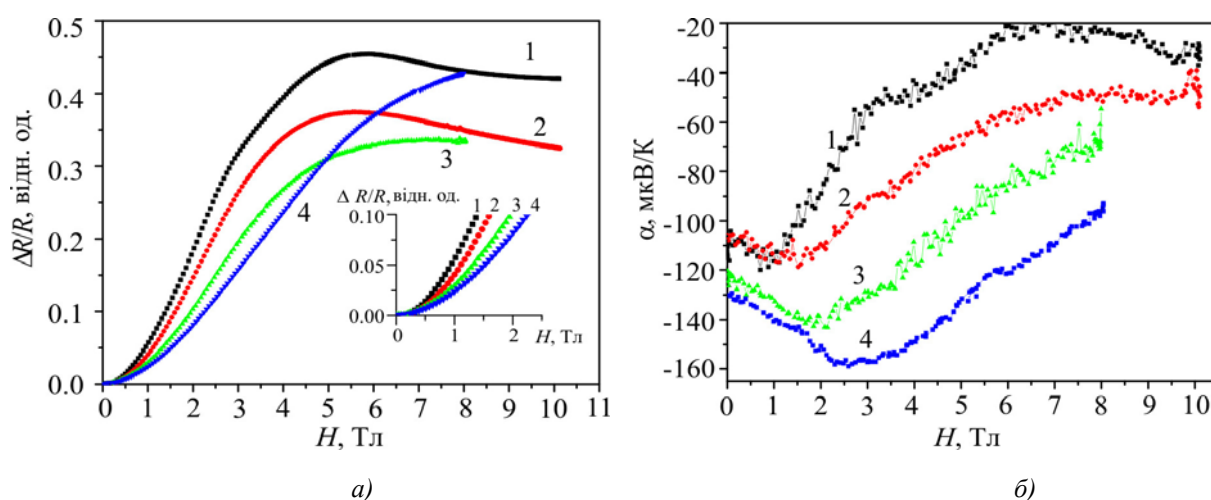


Рис. 6. Польові залежності відносного опору $\Delta R/R(H)$ (а) і термоЕРС $\alpha(H)$ (б) нитки $Bi-17$ ат % Sb , $d = 100$ нм при різних температурах:
1. $T = 7$ К, 2. $T = 52$ К, 3. $T = 100$ К, 4. $T = 145$ К.

На вставці (а) початкові ділянки польових залежностей ($R/R(H)$).

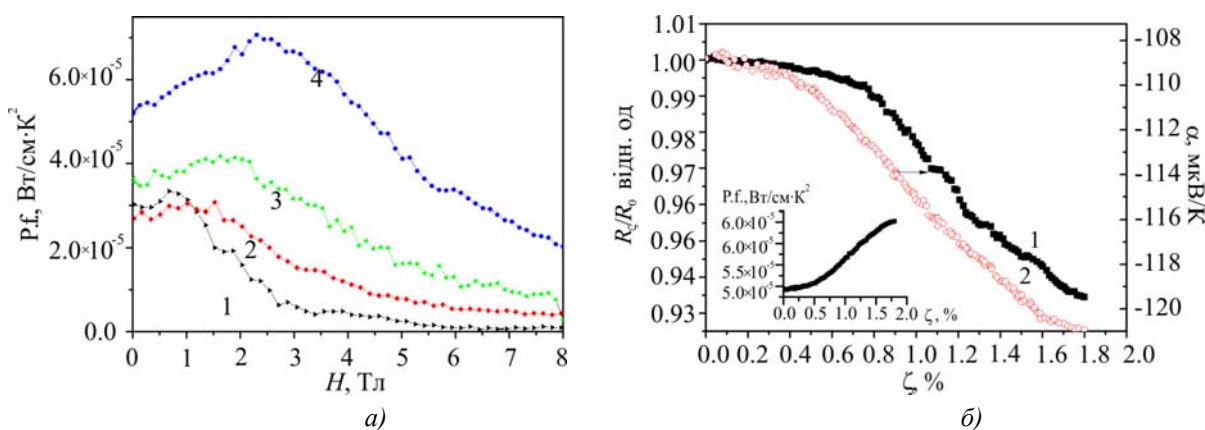


Рис. 7. (а) Польові залежності силового фактора $P.f.$ нитки $Bi-17$ ат % Sb , $d = 100$ нм, при різних температурах: 1. $T = 7$ К, 2. $T = 52$ К, 3. $T = 100$ К, 4. $T = 145$ К. (б) Деформаційні залежності відносного опору $R_\xi/R_0(H)$ - крива 1, і термоЕРС $\alpha(\xi)$ - крива 2, нитки $Bi-17$ ат % Sb , $d = 100$ нм при $T = 146$ К. Вставка: Деформаційна залежність силового фактора $P.f.(\xi)$.

Т.ч. магнітне поле й пружна деформація приводять до росту термоелектричної ефективності напівпровідникових ниток $Bi-17$ ат % Sb з $d = 100$ нм, що відкриває

можливість цілеспрямованого керування термоелектричними параметрами нанониток на базі напівпровідникових сплавів $Bi_{1-x}Sb_x$. Представляється цікавим досліджувати термоелектричну ефективність при одночасному впливі слабкого магнітного поля й деформації в області високих температур 200 – 300 К.

Висновки

Дослідження магніто-термоелектричних властивостей монокристалічних ниток ПІ Bi -17 ат % Sb з діаметрами від 100 нм до 1000 нм показали, що з однієї сторони прояв квантового розмірного ефекту приводить до зростання енергетичної щілини E_g зі зменшенням діаметра ниток: ($E_g \sim 1/d$, а з іншого- прояв властивостей ПІ в області низьких температур (4.2 К) приводить до збільшення провідності σ при зменшенні діаметра ниток за рахунок утворення високопровідних поверхневих станів ПІ.

Встановлено, що як слабе магнітне поле, так і пружна деформація розтягування приводять до росту силового фактора на $\approx 30 - 40 \%$, у нитках з мінімальним діаметром 100 нм при температурах ≥ 140 К.

Зменшення діаметра ниток d і дослідження їх термоелектричних параметрів при $T > 150$ К з одночасним впливом деформації й магнітного поля дозволять оптимізувати магніто-термоелектричні параметри ниток $Bi_{1-x}Sb_x$ для використання їх у термоелектричних перетворювачах енергії.

Дана робота виконана за підтримки гранту STCU # 5986.

Література

1. A.F. Ioffe, *Physics of Semiconductors* (Academic Press Inc, New York, 1960), 178 – 179p.
2. H.J. Goldsmid, *Applications of Thermoelectricity* (London: Methuen & Co. Ltd., 1960).
3. W.M. Yim, A. Amith, Alloys for Magneto-Thermoelectric and Thermomagnetic Cooling. *Solid-State Electronics* **15**(10), 1141 – 1165 (1972).
4. Иванов Г.А., Куликов В.А., Налетов В.Л., Панарин А.Ф., Регель А.Р. Термоэлектрическая добротность чистых и легированных сплавов висмут-сурьма. *ФТП*. 1972. 6, №7. С. 1296 – 1299.
5. Анатычук Л.И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник. Киев. 1979. 768 с.
6. Родионов Н.А., Иванов Г.А., Редько Н.А. Термоэлектрическая добротность сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$ ($0.12 \leq x \leq 0.14$) p -типа при низких температурах. *ФТП*. 1982. 24, №6. С. 1881 – 1884.
7. S. Golin, Band Model for Bismuth-Antimony Alloys, *Phys. Rev.* **176** (3), 830 (1968).
8. B. Lenoir, M. Cassart, J.-P. Michenaud, H. Scherrer, and S. Scherrer, Transport Properties of Bi-rich Bi-Sb Alloys, *J. Physics and Chemistry of Solids* **57** (1), 89 – 99 (1998).
9. B. Lenoir, A. Dauscher, M. Cassat, Yu. Ravich, and H. Sherrer, Effect of Antimony Content on the Thermoelectric Figure of Merit of $Bi_{1-x}Sb_x$ Alloys, *J. Phys. Chem. Sol.* **59**, 129 (1998).
10. L.D. Hicks, M.S. Dresselhaus, Effect of Quantum-Well Structures on the Thermoelectric Figure of Merit, *Phys. Rev. B* **47**, 12727-31 (1993).
11. O. Rabin, Y.-M. Lin, and M. Dresselhaus, Anomalously High Thermoelectric Figure of Merit in $Bi_{1-x}Sb_x$ Nanowires by Carrier Pocket Alignment, *Appl. Phys. Lett.* **79**(1), 81 – 83 (2001).

12. J. Heremans, C.M. Thrush, Yu-Ming Lin, S. Cronin, Z. Zhang, M.S. Dresselhaus, and J.F. Mansfield, Bismuth Nanowire Arrays: Synthesis and Galvanomagnetic Properties, *Phys. Rev. B* 61, 2921 (2000).
13. Shuang Tang and Mildred S. Dresselhaus, Electronic Phases, Band Gaps, and Band Overlaps of Bismuth Antimony Nanowires, *Phys. Rev. B* 89, 045424 (2014).
14. R. Venkatasubramanian, E. Siivola, T. Colpitts, and B. O'Quinn, Thin-Film Thermoelectric Devices with High Room-Temperature Figures of Merit, *Nature* 413(6856), 597 – 602 (2001).
15. T.C. Harman, P.J. Taylor, M.P. Walsh, and B.E. LaForge, Quantum Dot Superlattice Thermoelectric Materials and Devices, *Science* 297(5590), 2229-32 (2002).
16. J.P. Heremans, Low-Dimensional Thermoelectricity, *Acta Physica Polonica A* 108(4), 609 – 634 (2005).
17. Liang Fu, C.L. Kane, and E.J. Mele, Topological Insulators in Three Dimensions, *Phys. Rev. Lett.* 98, 106803 (2007).
18. A.A. Taskin, Kouji Segawa, and Yoichi Ando, Oscillatory Angular Dependence of the Magnetoresistance in a Topological Insulator $Bi_{1-x}Sb_x$, *Phys. Rev. B* 82, 121302(R) (2010).
19. Ryuji Takahashi and Shuichi Murakami, Thermoelectric Transport in Topological Insulators, *Semiconductor Science and Technology* 27(12), 124500 (2012).
20. Liang Fu, C.L. Kane, Topological Insulators with Inversion Symmetry, *Phys. Rev. B* 76, 045302 (2007).
21. N.B. Brandt, G.I. Golysheva, Nguyen Minh Thu, M.V. Sudakova, and Ya.G. Ponomarev, Origination of Saddle Point in the Energy Spectrum $Bi_{1-x}Sb_x$ Alloys at Inversion of Bands with a Change in Composition x , *Low Temperature Physics* 13(11), 1209 – 1212 (1987).
22. D. Hsieh et al., Observation of Unconventional Quantum Spin Textures in Topological Insulators, *Science* 323(5916), 919 – 922 (2009).
23. Akinori Nishide, Alexey A. Taskin, et al. Direct Mapping of the Spin-Filtered Surface Bands of a Three-Dimensional Quantum Spin Hall Insulator, *Phys. Rev. B* 81, 041309(R) (2010).
24. D. Hsieh, D. Qian, L. Wray, Y. Xia, Y.S. Hor, R.J. Cava, and M.Z. Hasan, A Topological Dirac Insulator in a Quantum Spin Hall Phase, *Nature* 452(7190), 970 – 974 (2008).
25. Dong-Xia Qu, Sarah K. Roberts, and George F. Chapline, Observation of Huge Surface Hole Mobility in the Topological Insulator $Bi_{0.91}Sb_{0.09}$ (111), *Phys. Rev. Lett.* 111, 176801 (2013).
26. T.H. Wang, H.T. Jeng, Enhanced Thermoelectric Performance in Thin Films of Three-Dimensional Topological Insulators, *arXiv:1608.00348* [cond-mat.mes-hall], 2016.
27. A. Nikolaeva, T.E. Huber, D. Gitsu, and L. Konopko, Diameter Dependent Thermopower of Bismuth Nanowires, *Phys. Rev. B* 77, 035422 (2008).
28. Albina A. Nikolaeva, Leonid A. Konopko, Tito E. Huber, Pavel P. Bodiul, and Ivan A. Popov, Prospects of Nanostructures $Bi_{1-x}Sb_x$ for Thermoelectricity, *J. Solid State Chemistry* 193, 71 – 75 (2012).
29. N.B. Brandt, D.V. Gitsu, A.A. Nikolaeva, and Ya.G. Ponomarev, Investigation of Size Effects in Thin Cylindrical Bismuth Single Crystals in a Magnetic Field, *Sov. Phys. JETP* 45(6) 1226 (1977).
30. Гицу Д.В., Голбан И.М., Канцер В.Г., Мунтяну Ф.М. Явления переноса в висмуте и его сплавах. Кишинев: Штиинца, 1983. 266 с.
31. A. Nikolaeva, T. Huber, L. Konopko, and A. Tsurkan, Observation of the Semiconductor-Semimetal and Semimetal-Semiconductor Transitions in Bi Quantum Wires Induced by Anisotropic Deformation and Magnetic Field, *Low Temp Phys* 158, 530 – 535 (2010).

32. D. Gitsu, L. Konopko, A. Nikolaeva, and T. Huber, Pressure Dependent Thermopower of Individual Bi Nanowires, *J. Applied Physics Letters* 86, 10210 (2005).
33. T.W. Cornelius, M.E. Toimil-Molaes, R. Neumann, G. Fahsold, R. Lovrincic, A. Pucci, and S. Karim, Quantum Size Effects Manifest in Infrared Spectra of Single Bismuth Nanowires, *Appl. Phys. Lett.* 88, 103114 (2006).
34. Jane E. Cornett and Oded Rabin, Thermoelectric Figure of Merit Calculations for Semiconducting Nanowires, *Appl. Phys. Lett.* 98, 182104 (2011).
35. Shuang Tang and Mildred S.Dresselhaus, Constructing Anisotropic Single-Dirac-Cones in $Bi_{1-x}Sb_x$ Thin Films, *Nano Lett.* 12(4), 2021 – 2026 (2012).

Надійшла до редакції 10.08.2016