

<sup>1</sup>Фізико-технічний інститут ім. А.Ф. Йоффе, вул. Політехнічна, 26  
Санкт - Петербург, 194021, Росія

<sup>2</sup>Російський Державний педагогічний університет ім. О. І. Герцена  
наб. Річки Мойки, 48, Санкт - Петербург, 191186, Росія

## ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАНОСТРУКТУР У ХРІЗОТИЛОВОМУ АЗБЕСТІ ТА ПОРИСТОМУ СКЛІ

*Вивчено наноструктури антимоніду індію та вісмуту в каналах хризотилового азбесту та пористих склах. У каналах азбесту формуються досить досконалі квазіодномірні дроти, а в пористих склах – тривимірні мережі напівпровідникових матеріалів. В інтервалі температур 80-400 К виміряні електричний кондактанс і термоЕРС цих наноструктур. Показано, що транспортні властивості композитів сильно залежать від типу матриці й матеріалу напівпровідника, що формує наноструктуру. Багато особливостей транспортних властивостей досліджених нанодротів можуть бути, принаймні, якісно описані теорією латтінджерівської рідини. В нанодротах у каналах хризотилового азбесту термоелектричний фактор потужності швидко зростає зі збільшенням температури.*

**Ключові слова:** термоелектрика, латтінджерівська рідина, нанодріт, хризотіловий азбест, пористе скло.

*The nanostructures of indium and bismuth antimonides in chrysotile asbestos channels and porous glasses have been studied. In asbestos channels, sufficiently perfect quasi one-dimensional wires are formed, and in porous glasses – three-dimensional nets of semiconductor materials. The electric conductance and thermopower of these nanostructures have been measured in the temperature range of 80 to 400 K. It is shown that transport properties of composites depend heavily on the type of a die and the semiconductor material forming a nanostructure. Many features of transport properties of the investigated nanowires can be, at least qualitatively, described by the Luttinger liquid theory. In the nanowires in chrysotile asbestos channels, the thermoelectric power factor increases quickly with a rise in temperature.*

**Key words:** thermoelectricity, luttinger liquid, nanowire, chrysotile asbestos, porous glass.

### Вступ

Останнім часом ведуться інтенсивні пошуки матеріалів і структур з безрозмірною термоелектричною ефективністю  $ZT \gg 1$ . Дослідження виконуються в різних напрямках, однак значне збільшення термоелектричної ефективності в порівнянні зі значенням  $ZT = 1$  було експериментально отримане тільки в наноструктурах. 2001 року Венкатасубраманіан зі співробітниками виготовили надгратки на основі телуриду вісмуту з безрозмірною термоелектричною ефективністю 2.4 за кімнатної температури [1]. Приблизно в той же час Харман зі співробітниками [2] синтезували надгратки  $PbSnSeTe/PbTe$ , що складаються з квантових точок, з  $ZT = 2.0$  за  $T = 300$  К. 2005 року Харману вдалося значно поліпшити свій результат [3] і одержати за температури 550 К для надграток  $PbSeTe/PbTe$  значення  $ZT \approx 3.0$ .

Вищі значення  $ZT$  поки одержати не вдається, тому пошук нових низькорозмірних структур для термоелектричного перетворення енергії залишається актуальним завданням.

Теоретичні оцінки показують, що більші значення термоелектричної ефективності можуть мати наноструктури, що складаються з ультратонких нанодротів діаметром менше 10 нм [4-7]. Однак тепер у різних лабораторіях світу інтенсивно досліджуються досить товсті нанодрої діаметром  $\sim 50$  нм із таких термоелектричних матеріалів, як  $Bi$ ,  $Bi_{1-x}Sb_x$ ,  $Bi_2Te_3$ ,  $InSb$ ,  $Si$  [8-14], а також нерегулярні наноструктури вісмуту в пористих матрицях [15-17]. Усі ці структури або мають більші характерні діаметри, або суттєво відрізняються своєю топологічною структурою від квазіодномірних дротів. Тому помітного збільшення термоелектричної ефективності в цьому напрямку досліджень поки одержати не вдалося.

Слід зазначити принципову відмінність електронних властивостей квазіодномірних дротів від відповідних властивостей наноструктур більшої розмірності. У квазіодномірних дротах електрон-електронна взаємодія призводить до утворення особливого сильно-корельованого стану електронної підсистеми, що одержав назву латтінжерівської рідини [18]. Рівноважні й транспортні властивості латтінжерівської рідини радикально відрізняються від властивостей фермі-газу. Наприклад, електричний кондактанс (зворотний опір) одномірного провідника швидко росте зі збільшенням температури [19-21], як у напівпровідників. ТермоЕРС латтінжерівської рідини лінійно збільшується з температурою [22-25], як у металів. Більше того, деякі розрахунки прогнозують значне посилення термоЕРС латтінжерівської рідини порівняно з термоЕРС фермі-газу [22,26]. Усі ці властивості латтінжерівської рідини досить перспективні щодо термоелектричних застосувань.

У пропонованій роботі вивчено деякі особливості термоелектричних властивостей ультратонких дротів антимоніду індію й вісмуту в каналах хризотилового азбесту й пористого скла. Зазначені наноструктури мають порівняні діаметри дротів ( $\sim 5-7$  нм), з яких вони утворені, але відрізняються топологією й ступенем шорсткості поверхні. Показано, що ці особливості наноструктур призводять до різкої відмінності їхніх транспортних властивостей.

### **Напівпровідникові наноструктури в пористих матрицях**

Оцінки показують, що ультратонкі нанодрої антимоніду індію й, можливо, вісмуту діаметром, меншим, ніж 10 нм, повинні бути квазіодномірними провідниками, тому що електрони в них заповнюють тільки нижню підзону енергетичного спектра, що виникає в результаті розмірного квантування. Виготовлення й використання одиночних нанодртів таких розмірів є важкорозв'язною проблемою, тому ми досліджували напівпровідникові наноструктури, отримані вдавненням розплавленого матеріалу під дією високого гідростатичного тиску в пори діелектричних матриць [27]. Як матриці використовувалися хризотиловий азбест і пористі скла.

Природний мінерал хризотиловий азбест [25,27] являє собою щільну упаковку довгих нанотрубок, розміри яких залежать від геологічного родовища або умов синтезу. Внутрішні діаметри азбестових нанотрубок звичайно мають значення 1-10 нм, зовнішні діаметри – 10-100 нм. У кожному конкретному зразку розкид значень внутрішніх діаметрів невеликий. Використані в даній роботі зразки мали середні діаметри каналів 5-7 нм. Ці канали заповнювалися розплавом  $InSb$  або  $Bi$  за тиску  $\sim 15$  кбар. Зразки, вирізані із заповнених таким способом шматків азбесту, склалися з  $10^5 - 10^7$  паралельних азбестових нанотрубок, зображення яких, отримані за допомогою електронного скануючого мікроскопа (СЕМ),

показано на рис. 1. У середині кожної нанотрубки добре видно канал, заповнений напівпровідниковим матеріалом.

Аналіз рентгенівського дифракційного спектра азбестової матриці, заповненої антимонідом індію, показав, що із входженням напівпровідника в канали нанотрубок його стехіометричний склад зберігається. При цьому спостерігається висока поперечна заповнюваність каналів і формуються нанокристаліти з середнім характерним розміром 4.4 нм [28].

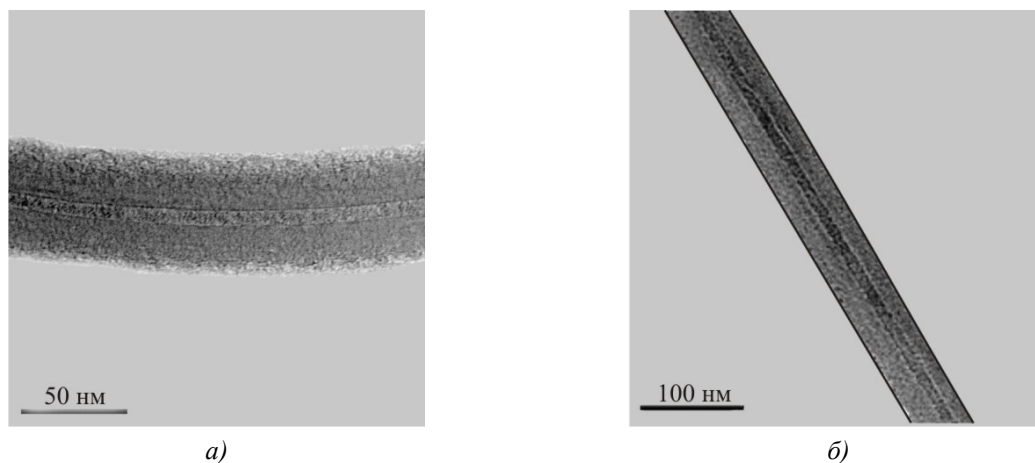


Рис. 1. СЕМ-зображення двох нанотрубок хризотил-азбесту, заповнених *InSb*.

Твердий каркас пористого скла [27, 29, 30] складається, в основному з  $SiO_2$ . Концентрація цього окису приблизно дорівнює 96 %. Крім цього, матеріали з'єднуються один з одним і утворюють тривимірну мережу, що складається з коротких каналів. На відміну від хризотилового азбесту канали в пористім склі мають складну форму поверхні, що сильно відрізняється від циліндричної. Характерною рисою пористих скел є вузький максимум у розподілі пор по їхніх поперечних розмірах. Ширина цього максимуму на половині висоти приблизно дорівнює 0.15 середнього діаметра пор у зразку [30]. У той же час, змінюючи умови синтезу скел, середній діаметр пор можна варіювати в межах від декількох ангстрем до декількох мікрометрів.

У цій роботі відбиралися пористі скла із середнім поперечним розміром пор  $\sim 7$  нм, близьким до середнього діаметра каналів у хризотиловому азбесті. У цьому випадку з'являється можливість здійснення порівняльного аналізу термоелектричних властивостей довгих квазіодномірних дротів і тривимірних мереж, що складаються з коротких нанодротів з тими ж характерними розмірами. На рис. 2 показано СЕМ-зображення поверхонь двох пористих скел з різними розмірами пор. На фотографіях порам відповідають більш темні області. Видно, що на рис. 2 а пори мають середній діаметр  $\sim 1$  мкм, а на рис. 2 б показано скло з характерними розмірами пор 6-10 нм, які майже збігаються із внутрішніми діаметрами описаних вище азбестових нанотрубок.

Виготовлення напівпровідникових наноструктур у пористих склах здійснювалося тим же методом, який використовувався для створення нанодротів в азбестових матрицях. У капсули, що використовувались для приготування композитних зразків, одночасно закладалися шматочки хризотилового азбесту й відповідного пористого скла.

Для визначення сполуки виготовлених наноконкомпозитів використовувався енергодисперсійний рентгенівський аналізатор INCA X-Act компанії Oxford Instruments. Рентгенівські спектри та атомна структура пористого скла, заповненого *InSb*, показано на рис. 3.

У межах помилки вимірів концентрація індію та сурми в композиті відповідає стехіометричній сполуці вихідного напівпровідника.

Таким чином, описана методика приготування зразків напівпровідникових наноструктур дає можливість створювати як довгі квазіодномірні дроти в каналах хризотилового азбесту діаметром 5-7 нм, так і тривимірні мережі з коротких нанодротів приблизно такого ж діаметра. Слід зазначити, що, незважаючи на порівняні характерні розміри, ці наноструктури відрізняються топологією. Крім того, поперечні розміри дроту в пористім склі змінюються при зсуві в поздовжньому напрямку. Тому електронна зонна структура напівпровідникової мережі в пористім склі, очевидно, може розглядатися, як сукупність зв'язаних квантових точок.

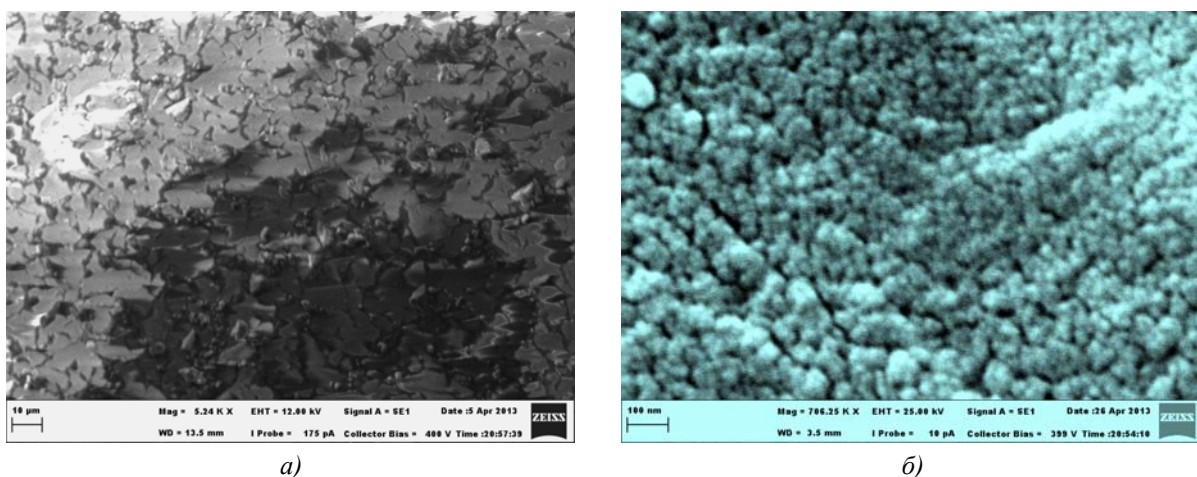
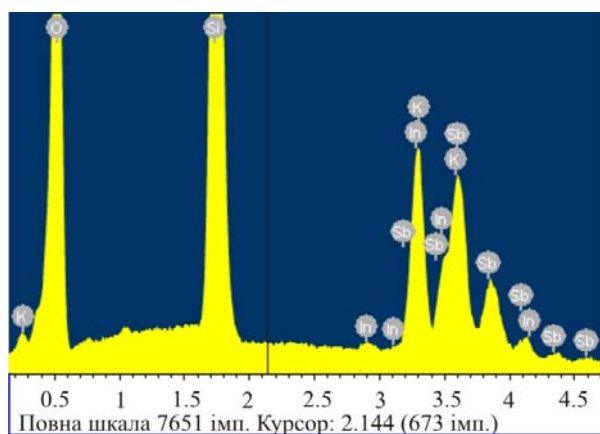


Рис. 2. СЕМ-зображення структури двох пористих скел з поперечними розмірами пор  $\sim 1$  мкм (а) і 6-10 нм (б).



Елемент	Сполука (ат. %)
O	66.45
Si	21.10
K	0.20
In	6.24
Sb	6.02

Рис. 3. Рентгенівський спектр і результати аналізу сполуки пористого скла, заповненого InSb.

### Метод вимірювання термоЕРС наноструктур

Отримані описаним вище способом зразки наноструктур можуть мати високі електричні опори  $\sim 10^6 - 10^8$  Ом, тому що в процесі виготовлення не всі канали у вихідних матрицях заповнюються напівпровідниковим матеріалом. Дослідження термоелектричних властивостей таких об'єктів вимагає спеціальних методів вимірювання кінетичних коефіцієнтів. Найбільш складною проблемою є вимірювання термоЕРС за високих значень електроопору зразків.

Розроблена нами експериментальна установка призначена для вимірювання термоЕРС пучків нанодротів в інтервалі температур 80 – 400 К. У цій установці використаний порівняльний метод вимірювання термоЕРС. На вимірюваному й еталонному зразках створюється однаковий перепад температури  $\Delta T$ , який потім розраховується, виходячи з відомої термоЕРС еталонного зразка. Такий підхід не вимагає прямого вимірювання  $\Delta T$  і підвищує точність результату, завдяки збільшенню відношення сигнал/шум.

Виготовлені з пучків нанодротів зразки мали довжину 1 – 2 мм і перетин  $\sim 0.01 \text{ мм}^2$ . Для забезпечення омичного контакту використовувалися індієві електроди. З метою мінімізації опору відстань між індієвими електродами встановлювалася порядку 0.3 – 0.1 мм. Для вимірювання термоЕРС використовувалися високоомні вольтметри з вхідним опором не менше 10 ГОм. Основні елементи експериментальної установки показано на рис. 4.

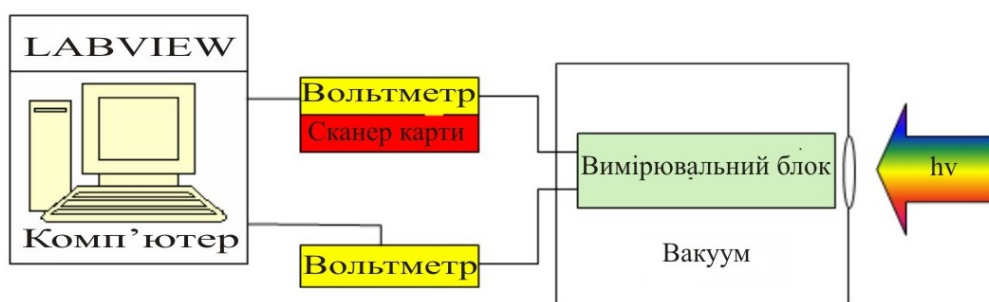


Рис. 4. Спрощена схема вимірювальної установки.

Вимірювальний блок поміщений у вакуумну камеру. Основним елементом вимірювального блоку є тримач з розташованими на ньому двома парами затискачів, в одній з яких затиснутий досліджуваний зразок, а в іншій – еталон. Як еталон використовувався калібрований константан. Для зменшення електричних наведень у вимірювальних колах затискачі були електрично ізольовані від корпусу вимірювального блоку зі збереженням необхідного теплового контакту. Для створення перепаду температур не можна використовувати електричні нагрівачі через виникаючі електричні наведення й електричне шунтування зразка за рахунок струмів втрат кіл. Тому перепад температури на зразках створювався освітленням приймальної пластини гарячих затискачів. З метою мінімізації паразитних теплових потоків обидві пари затискачів закривалися тепловим екраном.

На рис. 5 зображено одну з пар затискачів. Ліворуч розташовується холодний затискач (8), що має добрий тепловий контакт з тримачем, тому його температура відрізняється від температури масиву не більше, ніж на 2 К. Праворуч розташовується гарячий затискач (6). Між цим затискачем і мідним масивом (1) поміщений теплоперехід з нержавіючої сталі (3), що має відносно великий тепловий опір, що й забезпечує можливість одержання перепаду температур на зразку. Нагрівання гарячого затискача здійснюється інтенсивним пучком світла, що падає на приймач теплового випромінювання (5), який зачорнювався з метою поліпшення поглинання світла. Така конструкція забезпечує надійне затінення досліджуваного об'єкта.

Вимірювання температурної залежності термоЕРС досліджуваного об'єкта здійснювалося одночасно з вимірюванням термоЕРС еталона. Результати вимірювання надходили в комп'ютер, і за отриманими даними розраховувався коефіцієнт термоЕРС зразка

$$S_{зр} = S_{ет} \cdot U_{зр} \cdot K(T) / U_{ет}, \quad (1)$$

де  $S_{ет}$  – коефіцієнт термоЕРС еталона,  $U_{зр}$  – напруга на зразку,  $U_{ет}$  – напруга на еталоні,  $K(T)$  – поправочний коефіцієнт, що враховує невелику відмінність перепадів температури на зразку й еталоні, яка визначається при паралельному вимірюванні двох еталонів.

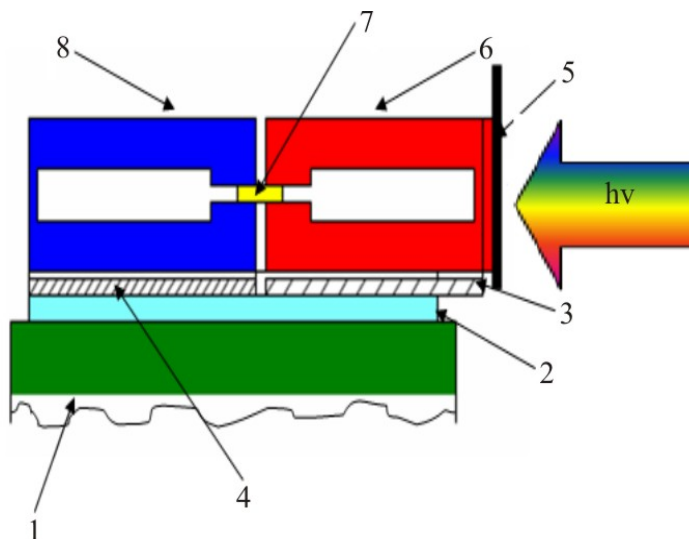


Рис. 5. Схема тримача зразків: 1 – мідний масив; 2 – діелектрична підложка з BeO; 3 – нержавіюча сталь; 4 – мідна пластина; 5 – нагрівальний елемент (Cu); 6 – гарячий затискач; 7 – зразок або еталон; 8 – холодний затискач.

На рис. 6. показано результати тестування описаної експериментальної установки. Вимірювалась температурна залежність коефіцієнта термоЕРС  $S_{11}$  монокристала  $Bi_{0.85}Sb_{0.15}$  і порівнювалася з аналогічною залежністю, отриманою традиційним абсолютним методом вимірювання термоЕРС. Вибір монокристала  $Bi_{0.85}Sb_{0.15}$  як тестового матеріалу обумовлений високою однорідністю, стабільністю властивостей, високими значеннями термоЕРС і практичною ізотропністю термоелектричних властивостей. Відмінність температурних залежностей коефіцієнта термоЕРС того самого кристала  $Bi_{0.85}Sb_{0.15}$ , вимірюваних абсолютним і відносним методами, не перевищує 10%, що є цілком задовільним результатом.

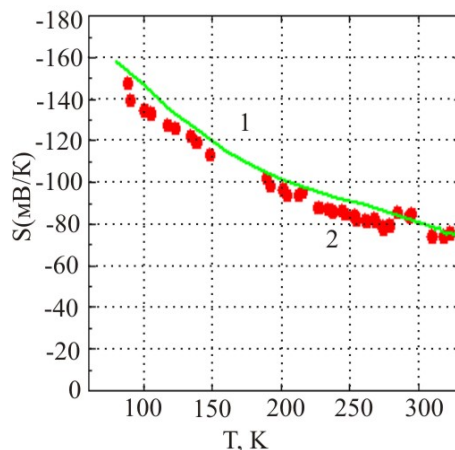


Рис 6. Температурні залежності коефіцієнта термоЕРС монокристала  $Bi_{0.85}Sb_{0.15}$ , виміряні абсолютним (1) і відносним (2) методами.

## Результати вимірювань і обговорення

Усі досліджувані наноструктури складаються з ультратонких нанодротів, що мають порівняльні поперечні розміри. Оцінки показують, що сильне розмірне квантування електронного спектра повинно призводити до появи в них широкої забороненої зони (~500 меВ), а енергетичний зазор між першою й вище розташованими підзонами повинен бути більш, ніж 200 меВ. Тому за температур, нижчих 300 К, у домішковій провідності мають брати участь лише електрони (усі досліджені наноструктури мали *n*-тип провідності) нижньої підзони спектра. В цих умовах можна було б очікувати подібності температурних залежностей електронних кінетичних коефіцієнтів усіх розглянутих наноструктур. Однак вимірювання показали, що термоелектричні властивості цих наноструктур якісно різні. Вони залежать від типу використовуваної матриці й напівпровідникового матеріалу, що заповнює її. Більше того, вони можуть сильно відрізнитися навіть у зразків, вирізаних з одного вихідного шматка композиту. Велика різноманітність властивостей і фізичних процесів, що їх визначають, вимагають подальшого дослідження. Нижче ми зупинимося лише на деяких характерних рисах розглянутих наноструктур.

Усі однотипні зразки (наприклад, нанодроти *InSb* в азбестовій матриці) можна умовно розділити на три групи. Зразки першої групи мають великий опір  $R > 10^5$  Ом при 300 К. Для цієї групи зразків характерні різкі скачки електроопору під час охолодження й нагрівання. Звичайно, ці скачки необоротні й після декількох циклів вимірювань призводять до зростання опору до  $10^{14}$  Ом і більше. Ми вважаємо, що в цих зразках є лише невелика кількість дефектних наскрізних дротів (дротових кластерів у пористих склах). Під дією пружних напружень, що виникають зі зміною температури, і електроміграції дефектів дроти розриваються, що призводить до різкого зростання опору.

За значної прикладеної електричної напруги можливий погоджений розрив цілого масиву дротів [31], який ініціюється електростатичним полем першого дроту, що розірвався, і призводить до практично повного руйнування зразка. У деяких випадках під час термоциклювання спостерігаються оборотні скачки опору (див. рис. 7). Однозначної інтерпретації цього ефекту ми дати не можемо. Можливо, така поведінка наноструктури обумовлена відмінністю коефіцієнтів лінійного теплового розширення напівпровідника й матриці, що призводить до виникнення деформацій, які зі зниженням температури розривають дроти, а потім при нагріванні відновлюють провідність.

Зразки другої групи мають низькі опори ( $< 10^3$  Ом), плавно й оборотно змінні при варіюванні температури. ТермоЕРС цих зразків зі зміною температури часто змінює знак, а температурні залежності кондактанса в наноструктурах антимоніду індію мають активаційний характер [32], як у масивних напівпровідників. Приклад такої залежності  $S(T)$  для нанодротів вісмуту в азбестовій матриці наведено на рис. 8 (червона крива). Така поведінка зразків другої групи пояснюється наявністю в них тріщини, заповненої напівпровідником. При цьому утворюється провідний канал з характерним розміром ~1 мкм. Розсіювання електронів поверхнею каналу зменшує їхній внесок у термоЕРС і приводить до зміни знака коефіцієнта Зеєбека (класичний розмірний ефект).

Найбільший інтерес з фізичної й практичної точок зору являють зразки третьої групи. Вони відносно стабільні й за кімнатної температури мають опори  $10^3 < R < 10^7$  Ом. ТермоЕРС у них пропорційна температурі (іноді є невеликі відхилення від пропорційності), як у металах. Кондактанс, як правило, збільшується з ростом температури, як у напівпровідниках. Однак на відміну від них залежність  $G(T)$  не має активаційної природи. Термоелектричні властивості

зразків цієї групи визначаються зробленими досить досконало квазіодномірними напівпровідниковими дротами або їх тривимірними мережами.

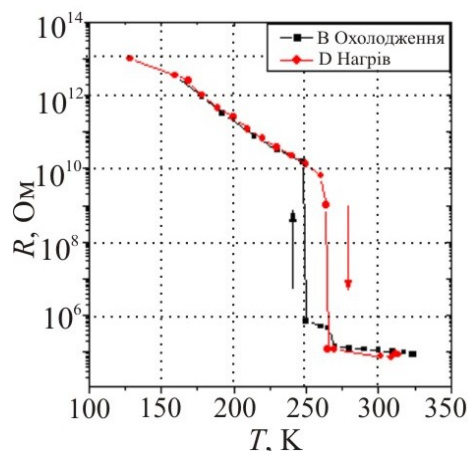


Рис. 7. Температурна залежність електроопору зразка *InSb* в азбестовій матриці, що належить до першої групи. Стрілки вказують напрямки зміни температури.

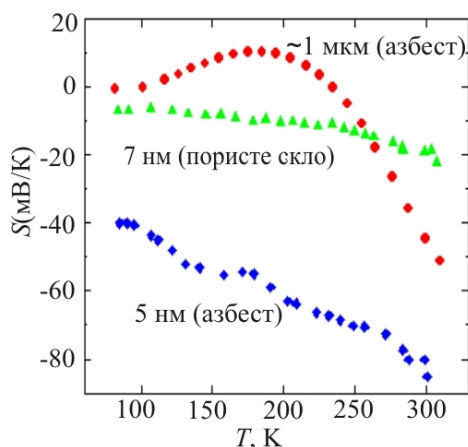


Рис. 8. Температурні залежності термоЕРС вісмуту в нанотрубках хризотилового азбесту (сині ромби), у нанопорах пористого скла (зелені трикутники) і в тріщині азбестової матриці (червоні кружки). Зазначені приблизні характерні розміри структур.

Особливу увагу слід приділити термоелектричним властивостям ультратонких дротів *InSb* в азбестовій матриці (зразки третьої групи). Як ми вже відзначали, у квазіодномірних провідниках через посилення впливу електрон-електронної взаємодії формується сильно-корельований стан електронної підсистеми, названий латтінжерівською рідиною [18]. На відміну від фермі-рідини елементарними збудженнями в латтінжерівській рідині є не квазічастки, а колективні збудження, подібні до фононів. Згідно з теорією температурна залежність лінійного кондактанса латтінжерівської рідини, що містить дефект (або кілька незалежних дефектів), повинна описуватися степеневою функцією  $G \propto T^\alpha$ , де показник степені  $\alpha$  визначається величиною міжелектронної взаємодії [19, 20]. ТермоЕРС має бути пропорційна температурі [22, 23]. Ці залежності для одного зі зразків з квазіодномірними дротами *InSb* показано на рис. 9, причому, для наочності графік залежності  $G(T)$  побудовано у подвійному логарифмічному масштабі. Видно, що графік на рис. 9, а за  $T < 250$  К практично лінійний і відповідає залежності  $G \propto T^{5.2}$ . Показана на рис. 9, б термоЕРС того ж зразка в області  $T < 300$  К



дійсно пропорційна температурі. Невеликі відхилення показаних кривих від теоретичних залежностей при  $T > 250$  К, очевидно, пов'язані з порушенням умови сильного виродження електронної підсистеми, яка визначає застосовність теорії латтінжерівської рідини.

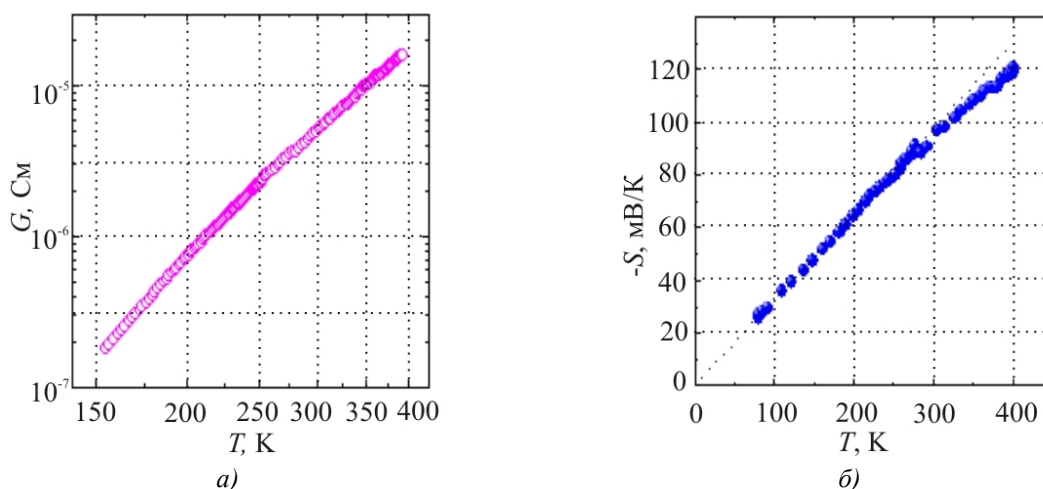


Рис. 9. Температурні залежності кондактанса (а) і термоЕРС (б) зразка, вирізаного із хризотилового азбесту, заповненого *InSb*. Пунктирна лінія – залежність  $S \propto T$ .

Слід зазначити, що для виготовленого зразка, дані якого подано на рис. 9, використовувався антимонід індію, легований телуром. За нашими оцінками концентрація електронів у ньому була  $\sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . При цьому енергія Фермі в масивному *InSb* повинна бути  $\sim 270$  меВ, а в дротах діаметром 7 нм –  $\sim 60$  меВ. Тому значення термоЕРС на рис. 9, б невеликі. В аналогічних зразках, але не легованих телуром, абсолютна величина термоЕРС при кімнатній температурі може досягати 200 мкВ/К [24].

На відміну від квазіодномірних дротів *InSb* в азбестовій матриці, аналогічні зразки, що складаються з вісмутівих дротів того ж діаметра, мають практично незалежний від температури кондактанс. Температурну залежність термоЕРС одного з таких зразків показано на рис. 8 (синя крива). Вона мало відрізняється від залежності, представленої на рис. 9, б. Однак у цьому випадку строга пропорційність коефіцієнта Зеєбека температурі, якщо й існує, то тільки в низькотемпературній області. Такі відмінності властивостей однотипних наноструктур поки що пояснити не вдається. Можливо, це пов'язано з поверхневими станами [33], які визначають електронні властивості тонких плівок і дротів вісмуту.

Термоелектричні властивості наноструктур на основі пористого скла відрізняються від розглянутих властивостей нанодротів у хризотилітовому азбесті. Кондактанс тривимірних мереж, утворених короткими дротинами, як антимоніду індію, так і вісмуту, повільно росте зі збільшенням температури [21,34]. Температурна залежність термоЕРС вісмуту в пористім склі зображена на рис. 8 (зелена крива). Відмінна риса цієї залежності – аномально малі значення термоЕРС. Вона, наприклад, в 4-5 разів менша термоЕРС квазіодномірних дротів вісмуту в азбесті. Однозначне пояснення настільки різкої відмінності властивостей наноструктур з однаковими характерними розмірами в наш час відсутнє. На перший погляд, може здатися, що сильна нерегулярність форми вісмутівих дротів у пористім склі повинна призвести до сильної андерсонівської локалізації електронів. Однак у роботі [34] показано, що в таких наноструктурах за низьких температур можлива лише слабка локалізація носіїв заряду.

Найімовірніша причина сильної відмінності значень термоЕРС двох розглянутих типів наноструктур полягає в різній природі їх електронних станів. У квазіодномірних дротах в азбестових матрицях формується латтінжерівська рідина, а в наноструктурах у пористім склі

через їхню тривимірність утворюється звичайна фермі-рідина. Більше того, у теоретичних роботах [22, 23, 26] стверджується, що термоЕРС латтінжерівської рідини повинна багаторазово перевищувати термоЕРС фермі-рідини. Однак, на нашу думку, вивчення цієї проблеми ще далеке від свого завершення. Нелінійність електронного спектра не робить внеску в термоЕРС латтінжерівської рідини [35]. Внесок у транспортні властивості електрон-фононної взаємодії теж повинен бути невеликий, тому що в одномірних вироджених напівпровідниках мало фононів, здатних інвертувати імпульс електрона. У той же час внесок у транспортні властивості латтінжерівської рідини розсіювання електронів на дефектах (потенціальних бар'єрах) є визначальним через утворення квазіщільни в тунельній густині станів [18, 19]. У роботі [26] показано, що термоЕРС латтінжерівської рідини, що містить два близько розташовані бар'єри (квантову яму) повинна бути посилена електрон-електронною взаємодією. Але залежно від параметрів квантової ями цей внесок може мати будь-який знак. Тому з усередненням за дефектною структурою реального нанодрота внесок цього процесу в термоЕРС повинен бути невеликий. Дуже важлива модель, що розглядає латтінжерівську рідину з одним потенціальним бар'єром (або декількома незалежними бар'єрами). Стверджується [23], що й у цьому випадку термоЕРС повинна бути багаторазово посилена порівняно з термоЕРС фермі-рідини. Однак інший розрахунок [36] аналогічної моделі дав протилежний результат: внесок у термоЕРС розсіювання електронів на бар'єрі виявився значно меншим від відповідного внеску в термоЕРС фермі-газу. Таким чином, для з'ясування природи особливостей розглянутих наноструктур необхідні подальші дослідження.

## **Висновок**

Виготовлено досить досконалі напівпровідникові наноструктури в каналах хризотилового азбесту й пористого скла з характерними розмірами 5-7 нм. Напівпровідниковий матеріал зберігає стехіометричність сполуки при вдавлюванні його в нанопористі матриці. У каналах азбесту формуються дуже довгі квазіодномірні дроти. Наноструктури в пористих склах являють собою тривимірну мережу, що складається з коротких дротів довільної форми. Термоелектричні властивості наноструктур сильно залежать від типу матриці і напівпровідника, що заповнює її. Більше того, певні варіації властивостей спостерігаються навіть у зразків, вирізаних з одного композита. Найбільший інтерес, як з погляду фундаментальної фізики, так і для практичного застосування, являють собою квазіодномірні дроти антимоніду індію в каналах азбестових нанотрубок. Температурні залежності термоЕРС і електричного кондактанса цих дротів непогано описуються теорією латтінжерівської рідини. Для практики може виявитися корисною більша термоЕРС цих дротів, що значно перевищує термоЕРС об'ємного матеріалу, що заповнює матрицю, і термоЕРС відповідної наноструктури в пористім склі. Крім того, у квазіодномірних дротах антимоніду індію фактор потужності швидко зростає з ростом температури. Ця особливість може виявитися корисною для розробки наноструктурних матеріалів для термоелектричного перетворення енергії.

Робота підтримана Російським фондом фундаментальних досліджень (грант № 12-08-00688 а).

## **Література**

1. Venkatasubramanian R., Siivola E., Colpitts T., and O'Quinn B., *Nature*, 413, 597 (2001).
2. Harman T.C., Taylor P.J., Walsh M.P., and LaForge B.E., *Science*, 297, 2229 (2002).

3. Harman T.C., Walsh M.P., LaForge B.E., and Turner G.W. *J. Electron. Mater.*, 34, L19 (2005).
4. Hicks L.D. and Dresselhaus M.S., *Phys. Rev. B*, 47, 16631 (1993).
5. Lin Y.-M., Sun X., and Dresselhaus M.S., *Phys. Rev. B*, 62, 4610 (2000).
6. Mingo N., *Appl. Phys. Lett.*, 84, 2652 (2004), (Erratum: *Appl. Phys. Lett.*, 88, 149902 (2006)).
7. Bejenari I., Kantser V., and Balandin A.A., *Phys. Rev. B*, 81, 075316 (2010).
8. Hochbaum A.I., Chen R., Delgado R.D., Liang W., Garnett E.C., Najarian M., Majumdar A., and Yang P., *Nature*, 451, 163 (2008).
9. Boukai A.I., Bunimovich Y., Tahir-Kheli J., Yu J.-K., Goddard W.A., and Heath J.R., *Nature*, 451, 168 (2008).
10. Mavrokefalos A., Moore A.L., Pettes M.T., Shi L., Wang W. and Li X., *J. Appl. Phys.*, 105, 104318 (2009).
11. Zhou F., Moore A.L., Pettes M.T., Lee Y., Seol J.H., Ye Q.L., Rabenberg L., and Shi L., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 43, 025406 (2010).
12. Lin, Y.-M., Rabin, O., Cronin, S.B., Ying, J.Y., and Dresselhaus, M.S., *Appl. Phys. Lett.*, 81, 2403 (2002).
13. Zhou F., Seol J.H., Moore A.L., Shi L., Ye Q.L., and Scheffler R., *J. Phys.: Condens. Matter*, 18, 9651, (2006).
14. Huber T.E., Adeyeye A., Nikolaeva A., Konopko L., Johnson R. C. and Graf M. J., *Phys. Rev. B*, 83, 235414 (2011).
15. Huber T., Nikolaeva A., Gitsu A., Konopko D., Graf M.J., and Huang J., *arXiv:cond-mat/0311112*.
16. Heremans J.P., Thrusch C.M., Morelli D.T., and Wu M.-C., *Phys. Rev. Lett.*, 88, 216801, (2002).
17. Dresselhaus M.S. and Heremans J.P., in *Thermoelectrics Handbook: Macro to Nano*, edited by D.M. Rowe, CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton, FL, 2006, pp. 39-1–39-20.
18. Giamarchi T. *Quantum Physics in One Dimension*, Oxford University Press, 2003.
19. Kane C.L. and Fisher, M.P.A., *Phys. Rev. B*, 46, 15233 (1992).
20. Bockrath M., Cobden D.H., Lu J. et al., *Nature*, 397, 598 (1999).
21. Zaitsev-Zotov S.V., Kumzerov Y.A., Firsov Y.A., and Monceau P., *J. Phys.: Condens. Matter*, 12, L303 (2000).
22. Krive I.V., Bogachek E.N., Scherbakov A.G., and Landman U., *Phys. Rev. B*, 63, 113101 (2001).
23. Romanovsky I.A., Krive I.V., Bogachek E.N., and Landman, U., *Phys. Rev. B*, 65, 075115 (2002).
24. Uryupin O.N., Vedernikov M.V., Shabaldin A.A., Ivanov Y.V., Kumzerov Y.A., and Fokin A.V., *J. Electron. Mater.*, 38, 990 (2009).
25. Vedernikov M.V., Ivanov Y.V., Uryupin O.N., and Kumzerov Y.A., in *Thermoelectrics and its Energy Harvesting. Modules, Systems, and Applications in Thermoelectrics*; ed. by D.M. Rowe, CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton, London, New York, 2012, pp. 5-1 – 5-17 .
26. Yang K.-H., Chen Y., Wang H.-Y., Wu Y.-J., *J. Low Temp. Phys.*, 167, 26 (2012).
27. Kumzerov Y. and Vakhrushev S., in *Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology*, edited by H.S. Nalwa, American Scientific Publishers, Los Angeles, 2004, Vol. 7, pp. 811–849.
28. Доклады XII Межгосударственного семинара “Термоэлектрики и их применения”, / О.Н. Урюпин, Н.Ф. Картенко, Ю.В. Иванов [и др.] // С.-Петербург, 2010, с. 79.
29. Enke D., Janowski F., and Schwieger W., *Microporous and Mesoporous Materials*, 60, 19 (2003).
30. Levitz P., Ehret G., Sinha S.K., and Drake J.M., *J. Chem. Phys.*, 95, 6151 (1991).

31. Shekhar, S., Erementschouk, M., Leuenberger, M.N., and Khondaker, S.I., Appl. Phys. Lett., 98, 243121 (2011).
32. Vedernikov M.V., Uryupin O.N., Goltsman B.M., Ivanov Yu.V., and Kumzerov Yu.A. MRS 2001 Fall Meeting Proceedings. Symposium G: Thermoelectric Materials 2001 - Research and Applications, November 26-30, 2001, Boston, USA; Vol.691, p.G.8.34.1-G.8.34.6, 2002.
33. Hofmann P., Prog. Surf. Sci., 81, 191 (2006).
34. Huber T.E. and Graf M.J., Phys. Rev. B, 60, 16880 (1999).
35. Ivanov Y.V., J. Phys.: Condens. Matter, 22, 245602 (2010).
36. Иванов Ю.В. Доклады XIII Межгосударственного семинара “Термоэлектрики и их применения” / Ю.В. Иванов // 13-14 ноября 2012 г., Санкт-Петербург, 2013, с. 73.

Надійшла до редакції 24.09.2013