

УДК 537.311.322

ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕРМОМЕТРИЧНОГО МАТЕРІАЛУ $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$

© Крайовський Володимир, Ромака Володимир, 2013

Національний університет "Львівська політехніка"
вул. С. Бандери, 12, 79013, Львів, Україна, ukrayovskyy@lp.edu.ua

Досліджено енергетичні, магнітні та електрокінетичні характеристики термометричного матеріалу $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$ у діапазонах: $T = 80 \div 400$ К, $N_A^{Rh} \approx 9,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,005$) $\div 1,9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,10$) і напруженості магнітного поля $H \leq 10$ кГс. Показано, що одержаний термоелектричний матеріал має високу ефективність перетворення теплової енергії на електричну.

Исследованы энергетические, магнитные и электрокинетические характеристики термометрического материала $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$ в диапазонах: $T = 80 \div 400$ К, $N_A^{Rh} \approx 9,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,005$) $\div 1,9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,10$) и напряженности магнитного поля $H \leq 10$ кГс. Показано, что полученный термоэлектрический материал имеет высокую эффективность преобразования тепловой энергии в электрическую.

The electron energy state, magnetic and transport characteristics of thermometric materials $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$ were investigated in the $T = 80 \div 400$ K temperature range and at charge carriers concentration from $N_A^{Rh} \approx 9,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,005$) $\div 1,9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,10$) and $H \leq 10$ kGs. It was shown that the obtained thermoelectric material has high efficiency conversion of thermal energy into electrical energy.

Вступ. У роботі [1] показано, що інтерметалічний напівпровідник $n\text{-HfNiSn}$ є одним з перспективних термометричних матеріалів для реалізації на його основі первинних перетворювачів електрорезистивних та термоелектричних термометрів у діапазоні $4,2 \div 1500$ К. Оптимізація параметрів термометричних матеріалів здійснюється сильним легуванням напівпровідника. У цій роботі ми продовжимо розпочату в [2] програму досліджень механізмів провідності термометричних матеріалів на основі $n\text{-HfNiSn}$ для різних способів легування і типів уведених домішок. Важливість таких досліджень пояснюється тим, що матеріали на основі $n\text{-HfNiSn}$ мають стабільні характеристики в температурному інтервалі $T = 4,2 \div 1500$ К. Нижче, на основі проведених досліджень, покажемо, що легування інтерметалічного напівпровідника $n\text{-HfNiSn}$ домішковими атомами Rh дає змогу отримати перспективний термометричний матеріал, а первинні перетворювачі температури, реалізовані на його основі, володітимуть високою чутливістю та відтворюваністю характеристик.

У роботі [2] запропоновано підхід до дослідження $n\text{-HfNiSn}$, який по-іншому, ніж у [3], трактує механізми дефектоутворення і, як наслідок, механізми електропровідності напівпровідника у широкому температурному інтервалі. Встановлено механізм утворення донорів у $n\text{-HfNiSn}$ («априорне легування» [1]) як

результат структурної неупорядкованості сполуки HfNiSn . Суть неупорядкованості HfNiSn полягає у частковому, до ~ 2 ат. %, зайнятті атомами Ni ($3d^8 4s^2$) кристалографічної позиції 4a атомів Hf ($5d^2 6s^2$), що і є джерелом структурних дефектів донорної природи. Окрім того, в [2] також показано, що сильне легування $n\text{-HfNiSn}$ атомами Co, уведеними у кристал шляхом заміщення атомів Ni, запускає механізм генерування структурних дефектів акцепторної природи, змінюючи при цьому ступінь компенсації напівпровідникового матеріалу. Зокрема, введення атомів Co у структуру сполуки HfNiSn упорядковує її кристалічну структуру. А це означає, що атоми Ni повертаються з «чужої» позиції 4a у «власну» 4c. Розрахунки показали, що при складах $\text{HfNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{Sn}$, $x \approx 0,02$ всі атоми Ni покинуть частково зайняту ними позицію атомів Hf. Отже, введення в $n\text{-HfNiSn}$ домішки Co в діапазоні концентрацій $x = 0 \div 0,02$ призводить до зменшення та ліквідації у напівпровідниковому матеріалі структурних дефектів донорної природи.

Нижче представимо результати дослідження нового термометричного матеріалу $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, одержаного унаслідок сильного легування $n\text{-HfNiSn}$ атомами Rh, уведеними в кристал шляхом заміщення атомів Ni. Досліджено електронну структуру матеріалу

$\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, його енергетичні, електрокінетичні та магнітні характеристики. Ці результати дають змогу передбачити механізми провідності термометричного матеріалу та характеристики первинних термоперетворювачів, реалізованих на його основі. Окрім того, експериментальні дослідження електрокінетичних та магнітних характеристик $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$ дозволять встановити, з одного боку, адекватність отриманої моделі електронної структури напівпровідника, а з іншого – адекватність прогнозованих характеристик первинних перетворювачів температури.

1. Розрахунок електронної структури $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$. Для прогнозування поведінки рівня Фермі (e_F), ширини забороненої зони (e_g), електрокінетичних та магнітних характеристик термометричного матеріалу $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$ здійснено розрахунок розподілу електронної густини (DOS) (рис. 1). Однак, перш ніж перейти до аналізу результатів розрахунку електронної структури $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, необхідно зазначити таке. Структурні дослідження зразків $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, $x = 0,005 \div 0,10$, зокрема уточнення їх кристалічної структури методом порошку з одночасним уточненням ізотропних параметрів атомного заміщення та зайнятості кристалографічних позицій, показало, що найменші значення коефіцієнта невідповідності R_{Br} моделі структури та масиву відбить рентгенівського випромінювання отримано для варіанта упорядкованої кристалічної структури. Суть упорядкування, як і у випадку $\text{HfNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{Sn}$ [2], полягає у поверненні атомів Ni з частково зайнятої (до ~2 ат.%) позиції Hf (4a) у «власну» позицію 4c з одночасним витісненням домішковими атомами Rh атомів Ni з позиції 4c. Розрахунки

показали, що при складах $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, $x \geq 0,02$, всі атоми Ni покинуть позицію атома Ni. А це означає, що введення у структуру сполуки HfNiSn домішкових атомів Rh супроводжується одночасним зменшенням та ліквідацією структурних дефектів донорної природи (до $x \approx 0,02$) та збільшенням кількості структурних дефектів акцепторної природи ($0 < x \leq 0,10$). Оскільки домішка Rh впорядковує кристалічну структуру термометричного матеріалу, усі розрахунки його електронної структури проведено для випадку упорядкованої кристалічної структури $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$.

Заміщення атомів Ni на Rh у сполуці HfNiSn принципово не змінює спостережуваної форми розподілу електронної густини відповідно до сильної гібридизації між усіма елементами (рис. 1, а). Збільшуються «хвости» зон неперервних енергій, що приводить до зменшення значень ефективної забороненої зони $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$ ($e_g(x = 0,005) = 505,8$ меВ та $e_g(x = 0,10) = 463,1$ меВ). Розрахунки показують, що легування напівпровідника електронного типу провідності $n\text{-HfNiSn}$ акцепторною домішкою Rh супроводжується дрейфом рівня Фермі e_F у напрямі валентної зони (рис. 1, а). Якщо незначні концентрації легуючої домішки атомів Rh, зростає ступінь компенсації напівпровідникового матеріалу. Якщо концентрації атомів Rh відповідають складам $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, $x \approx 0,02$, рівень Фермі перетне середину забороненої зони, зміниться тип провідності матеріалу, а дірки стануть головними носіями електрики. Розрахунки показують, що при складах $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, $x > 0,10$, рівень Фермі перетне рівень проходження валентної зони – реалізується перехід провідності діелектрик-метал [3].

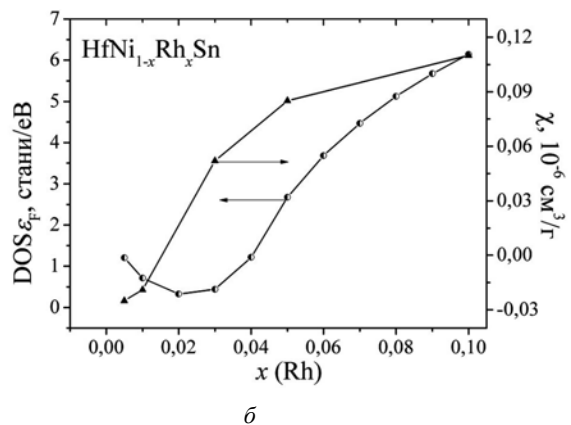
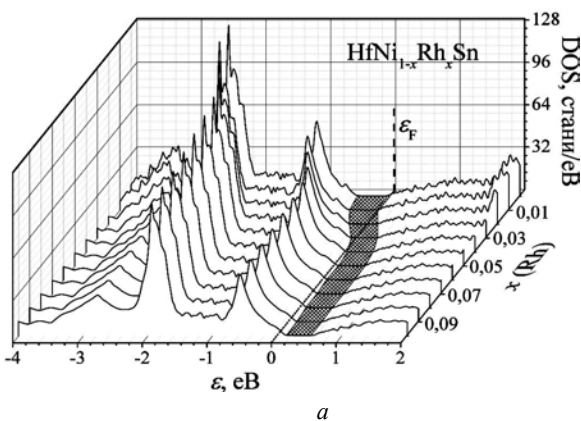


Рис. 1. Зміна значень профілю країв зон (а) та густини станів на рівні Фермі DOS_{e_F} і значень магнітної сприйнятливості χ при $T=300$ К (б) $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$

Звернемо увагу на характер зміни розрахованої густини станів на рівні Фермі $DOSe_F$ $HfNi_{1-x}Rh_xSn$ (рис. 2, б), зокрема, на наявність мінімуму при $x \approx 0,02$. З фізичного погляду абсолютно зрозуміла наявність мінімуму густини станів на рівні Фермі, коли він проходить середину забороненої зони напівпровідника (якщо $x \approx 0,02$). З іншого боку, структурні дослідження показали, що в $HfNi_{1-x}Rh_xSn$, $x \approx 0,02$, будуть «заліковані» всі структурні дефекти донорної природи, які існують у первісній сполуці $HfNiSn$, а у кристалі генеруватимуться лише структурні дефекти донорної природи. Саме цей фізичний процес зумовлює як зменшення розрахованих значень густини станів на рівні Фермі $DOSe_F$ в $HfNi_{1-x}Rh_xSn$, $x < 0,02$, де електрони є основними носіями струму, так і збільшення значень $DOSe_F$ при $x \geq 0,02$, коли основними носіями електрики будуть дірки. Експериментальні дослідження $HfNi_{1-x}Rh_xSn$ мають дати відповідь щодо ступеня адекватності наведених вище результатів.

2. Дослідження магнітних характеристик $HfNi_{1-x}Rh_xSn$. Експериментальні дослідження польових та температурних залежностей магнітної сприйнятливості s $HfNi_{1-x}Rh_xSn$ дали змогу одержати результати, які укладаються у запропоновану модель електронної структури термометричного матеріалу. На рис. 2, б наведено результати експериментальних вимірювань значень $s(x)$ при $T=300$ К і напруженості магнітного поля $H=10$ кГс. Оскільки інтерметалічний напівпровідник n - $HfNiSn$ є слабким діамagnetиком ($s_{x=0} = -0,082 \cdot 10^{-6}$ см³/г) [1], то легування напівпровідника найменшими концентраціями домішки Rh призводить до зменшення діамagnetної складової

($s_{x=0,005} = -0,025 \cdot 10^{-6}$ см³/г). З рис. 2, б видно, що концентраціям акцепторної домішки, за яких рівень Фермі переходить через середину забороненої зони $HfNi_{1-x}Rh_xSn$, відповідають «нульові» значення магнітної сприйнятливості матеріалу, вказуючи на зміну його магнітного стану. При складах $HfNi_{1-x}Rh_xSn$, $x \geq 0,03$, матеріал стає парамагнетиком Паулі: $s_{x=0,03} = 0,052 \cdot 10^{-6}$ см³/г. У такому випадку магнітна сприйнятливість $HfNi_{1-x}Rh_xSn$ визначатиметься магнітною сприйнятливістю основних носіїв струму, а її значення буде пропорційним до концентрації вільних дірок p (для парамагнетика Паулі $s \sim p$). Оскільки значення $s(x)$ збільшуються зі зростанням концентрації атомів Rh у кристалі матеріалу (рис. 2, б), засвідчуючи збільшення концентрації дірок, то саме такий хід залежності $s(x)$ є можливим лише за умови акцепторної природи утворених структурних дефектів при зайнятті атомами Rh позиції Ni. Цей висновок відповідає результатам структурних досліджень та розрахунку електронної структури термометричного матеріалу $HfNi_{1-x}Rh_xSn$.

3. Дослідження електрокінетичних характеристик $HfNi_{1-x}Rh_xSn$. На рис. 2 та 3 наведено зміну значень питомого електроопору r і коефіцієнта термо-ЕРС α термометричного матеріалу $HfNi_{1-x}Rh_xSn$ від температури та складу, відповідно. Для випадку n - $HfNiSn$ температурні залежності питомого електроопору та коефіцієнта термо-ЕРС типові для сильнолегованих та компенсованих напівпровідників (СЛКН) [4] з високо- та низькотемпературними активаційними ділянками, які вказують на наявність кількох активаційних механізмів провідності.

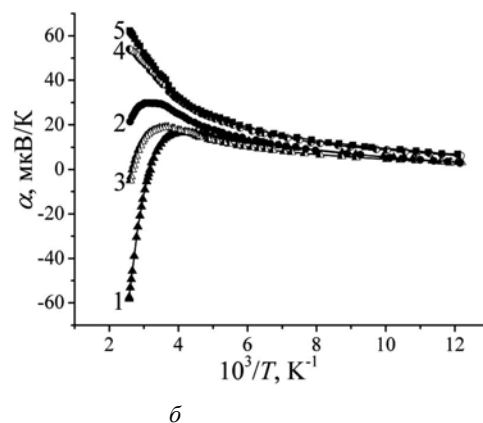
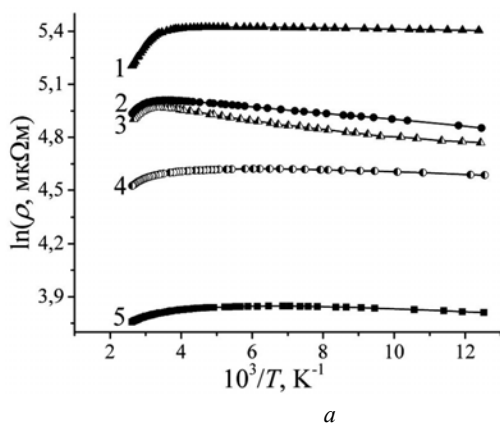


Рис. 2. Температурні залежності питомого електроопору r (а) та коефіцієнта термо-ЕРС α (б) $HfNi_{1-x}Rh_xSn$: 1- $x=0,005$; 2- $x=0,01$; 3- $x=0,02$; 4- $x=0,03$; 5- $x=0,10$

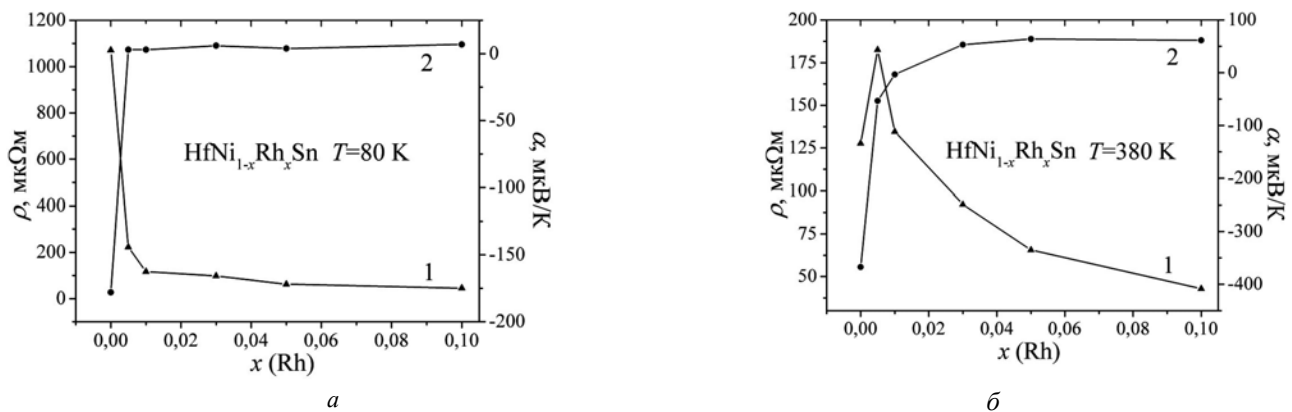


Рис. 3. Зміна значень питомого електроопору ρ (1) та коефіцієнта термо-ЕПС α (2) $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$ за різних температур: а – $T=80\text{ K}$, б – $T=380\text{ K}$

З активаційних ділянок залежностей $\ln r(1/T)$ обчислено значення енергій активації з рівня Фермі e_F на рівень протікання зони провідності e_1^r та стрибки електронів e_3^r по станах з енергіями, близькими до e_F , а з активаційних ділянок залежностей $\alpha(1/T)$ – значення енергій e_1^a та e_3^a , пропорційних до амплітуди модуляції зон неперервних енергій та дрібномасштабної флуктуації СЛКН, відповідно [4]. Так, у нелегованому напівпровіднику $n\text{-HfNiSn}$ рівень Фермі e_F розташований у забороненій зоні на відстані 81,3 меВ від рівня протікання зони провідності [1]. Наявність низькотемпературної активаційної ділянки на залежності $\ln r(1/T)$ $n\text{-HfNiSn}$ вказує на існування стрибкового механізму перенесення заряду з енергією активації $e_3^r = 8,7$ меВ. Доказом активації електронів з домішкового донорного рівня у зону провідності слугують від'ємні значення коефіцієнта термо-ЕПС $n\text{-HfNiSn}$ у всьому температурному діапазоні вимірювань (рис. 2, б, 3, б).

З високо- та низькотемпературних ділянок залежностей $\alpha(1/T)$ обчислено значення енергії активації e_1^a ($x=0$) = 50,9 меВ та e_3^a ($x=0$) = 9,4 меВ, відповідно. У цьому контексті показовим є співвідношення значень енергії активації e_3^r та e_3^a , яке вказує, що потенціальна яма дрібномасштабної флуктуації СЛКП $n\text{-HfNiSn}$ близька до стану заповнення носіями струму (усереднена глибина ями 9,4 меВ, вона заповнена на 8,7 меВ). В [5] показано, що як тільки значення енергії активації стрибкової провідності e_3^r зрівняється зі значенням e_3^a , електрони «заллють»

дрібномасштабний рельєф СЛКН [4], що приведе до металізації провідності, а на залежностях $\ln r(1/T)$ буде відсутня низькотемпературна активаційна ділянка.

Уведення найменшої в експерименті концентрації акцепторної домішки Rh, що відповідає складу $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, $x=0,005$, приводить до радикальних змін як характеру поведінки залежностей $\ln r(1/T)$ та $\alpha(1/T)$ (рис. 1), так і значень питомого електроопору та коефіцієнта термо-ЕПС (рис. 2). Так, на залежності $\ln r(1/T)$ немає низькотемпературної активаційної ділянки, а електроопір зразка зростає зі збільшенням температури, вказуючи на металізацію провідності термометричного матеріалу за низьких температур. Подібний хід залежностей $\ln r(1/T)$ для усіх інших концентрацій акцепторної домішки (рис. 1). Ми вважаємо, що додатні значення коефіцієнта термо-ЕПС та металізація провідності $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$ за низьких температур вказують, що концентрація акцепторів у $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$ стала значною і не лише змінився тип провідності (дірки стали основними носіями струму), а й суттєво зменшився ступінь компенсації напівпровідникового матеріалу і весь дрібномасштабний рельєф залитий дірками [4].

Водночас, існування високотемпературної активації на залежностях $\ln r(1/T)$ $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, а також від'ємні значення коефіцієнта термо-ЕПС α для складів $x=0,005$ та $x=0,01$ при температурах $T>314\text{ K}$ та $T>371\text{ K}$, відповідно, вказує на те, що в обох зразках концентрація донорів («априорне легування») все ще переважає концентрацію уведених акцепторів. Спостережувана зміна знака коефіцієнта термо-ЕПС у зразках $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, $x=0,005$ та $x=0,01$, при зміні

температури є класичним прикладом залежності ступеня компенсації напівпровідникового матеріалу не лише від концентрації донорів та акцепторів, а і від глибини їх залягання від країв зон неперервних енергій, тобто від температури. Інакше кажучи, у досліджуваних зразках $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, $x=0,005$ та $x=0,01$, за різних температур концентрація іонізованих акцепторів і донорів буде різною.

Обґрунтуємо цей висновок. У зразках $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, $x=0,005$ та $x=0,01$, термічний закид електронів з домішкового донорного рівня (іонізація донора) на рівень протікання зони провідності є енергетично утрудненим, а значить, і концентрація іонізованих донорів менша, порівняно із закидом дірок з домішкового акцепторного рівня (іонізація акцептора) на рівень протікання валентної зони. Це пов'язано з тим, що глибина залягання донорного рівня в $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, $x=0,005$ та $x=0,01$ сумірна з енергією активації $e_1^r = 81,3$ *n*- HfNiSn меВ, а енергія іонізації дірок з рівня Фермі (рис. 4), зафіксованого на домішковому акцепторному рівні, на рівень протікання валентної зони сумірна зі значеннями $e_1^r(x=0,005) = 25,3$ меВ та $e_1^r(x=0,01) = 14,6$ меВ, відповідно. В обох випадках, при активації як електронів у зону провідності, так і дірок у валентну зону ми говоримо «сумірна», оскільки розрахунки показують також зменшення значень ефективної забороненої зони $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, викликане збільшенням «хвостів зон», що незначно змінить і розташування домішкових рівнів відносно рівнів протікання зон неперервних енергій.

У зв'язку з цим показовими є залежності зміни значень питомого електроопору $r(x)$ при $T=80$ К та $T=380$ К (рис. 3). Так, якщо $T=80$ К, коли відсутня активація носіїв струму з рівня на рівні протікання зон неперервних енергій, провідність термометричного матеріалу визначається або стрибковим механізмом (для *n*- HfNiSn), або металічною провідністю, коли дрібномасштабний рельєф залитий дірками (для $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$). У цьому випадку зменшуються значення питомого електроопору від значень $r(x=0) = 1071,09$ мкОм·м до $r(x=0,005) = 222,44$ мкОм·м та $r(x=0,01) = 116,49$ мкОм·м. Водночас при $T=380$ К, коли фактором, що визначає провідність напівпровідникового матеріалу, є зміна концентрації саме вільних носіїв струму через термічний закид електронів та дірок з відповідних домішкових рівнів, залежність

$r(x)$ істотно відрізняється від такої при $T=80$ К. Так, значення питомого електроопору при легуванні напівпровідника найменшою концентрацією домішки збільшується від значень $r(x=0) = 127,68$ мкОм·м до $r(x=0,005) = 182,47$ мкОм·м. І лише коли концентрації домішки відповідають складу $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$, $x=0,01$, значення $r(x)$ починають зменшуватися ($r(x=0,01) = 134,63$ мкОм·м).

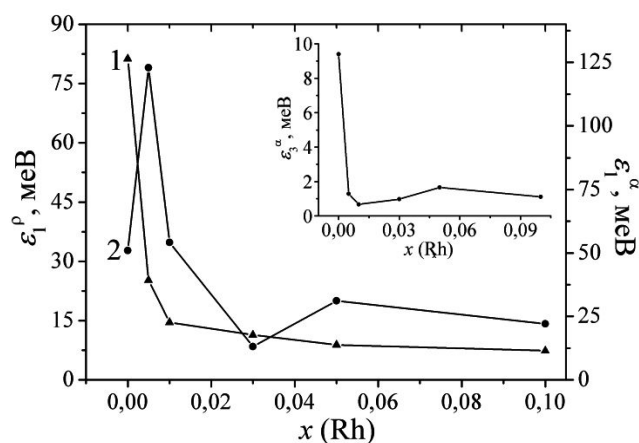


Рис. 4. Зміна значень енергій активації $e_1^r(x)$ (1), $e_1^a(x)$ (2) та $e_3^a(x)$ (вставка) $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$

Покажемо, а на перший погляд і парадоксальним, є те, що значення питомого електроопору для зразка з $x=0,01$ при $T=80$ К (116,49 мкОм·м) є меншим, ніж при $T=380$ К (134,63 мкОм·м), коли абсолютна кількість вільних носіїв струму набагато перевищує таке при $T=80$. Цей експериментальний факт зайвий раз показує різний ступінь компенсації напівпровідникового матеріалу $\text{HfNi}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Sn}$ за різних температур.

Аналізуючи хід залежностей $r(x)$ (рис. 3, б), ми виявили, що екстремум на залежності при $x=0,005$ з'являється вже при $T \geq 250$ К, коли відбувається іонізація донорів, що збільшує ступінь компенсації напівпровідникового матеріалу. А якщо так, то повинна зростати й амплітуда модуляції зон неперервних енергій. Саме про це свідчить хід залежності $e_1^a(x)$ (рис. 4). Оскільки значення енергії активації e_1^a пропорційне до амплітуди модуляції зон неперервних енергій [4], то легування *n*- HfNiSn найменшою концентрацією акцепторної домішки Rh супроводжується збільшенням значень амплітуди модуляції

від $e_1^a(x=0)=50,9$ меВ до $e_1^a(x=0,005)=122,9$ меВ. Навіть коли концентрація акцепторів відповідає складу $x=0,01$, амплітуда модуляції все ще є більшою за таку для випадку n -HfNiSn ($e_1^a(x=0,01)=54,08$ меВ), що вказує на ще істотну компенсацію напівпровідникового матеріалу за високих температур.

У разі подальшого легування n -HfNiSn акцепторною домішкою Rh ($x>0,02$) провідність термометричного матеріалу зростає через наближення рівня Фермі до рівня протікання валентної зони, що суттєво полегшує термічний закид дірок з утвореного акцепторного рівня. Це супроводжується зниженням ступеня компенсації напівпровідникового матеріалу, зменшуючи амплітуду модуляції зон неперервних енергій та дрібномасштабної флуктуації, про що свідчить хід залежностей $e_1^a(x)$ та $e_3^a(x)$, відповідно (рис. 4). Існування високотемпературної активації у зразках HfNi_{1-x}Rh_xSn, $x=0,10$, показує, що ця концентрація домішки недостатня для реалізації переходу провідності діелектрик–метал, а рівень Фермі віддалений від рівня протікання валентної зони енергетичним зазором $e_1^r(x=0,10)=7,3$ меВ.

Висновки. Отже, у результаті проведеного дослідження електронної структури, магнітних та електродинамічних характеристик термометричного матеріалу HfNi_{1-x}Rh_xSn встановлено:

– легування напівпровідника n -HfNiSn домішкою Rh супроводжується одночасним зменшенням і ліквідацією структурних дефектів донорної природи (до $x \approx 0,02$) та збільшенням концентрації дефектів акцепторної природи ($0 < x \leq 0,10$);

– експериментально доведено факт різного ступеня компенсації напівпровідникового матеріалу за різних температур;

– результати розрахунку електронної структури термометричного матеріалу HfNi_{1-x}Rh_xSn, що ґрунтуються на запропонованій моделі просторового розташування атомів, узгоджуються з результатами магнітних та кінетичних характеристик напівпровідникового матеріалу;

– отриманий та досліджений термометричний матеріал HfNi_{1-x}Rh_xSn можна використати для реалізації на його основі первинних перетворювачів температури електрорезистивних та термоелектричних термометрів, характеристики яких нечутливі до впливу зовнішнього магнітного поля.

Роботу виконано за грантом Національної академії наук України (№ 0106U000594).

1. Ромака В.А., Ромака В.В., Стадник Ю.В. Інтерметалічні напівпровідники: властивості та застосування. – Львів: Львівська політехніка, 2011 – 488 с.
2. Romaka V.A., Rogl P., Stadnyk Yu.V., Romaka V.V., Hlil E.K., Krayovskii V.Ya. and Horyn A.M. Features of the Conduction Mechanisms of the n -HfNiSn Semiconductor Heavily Doped with the Co Acceptor Impurity // Semiconductors. – 2012. – V. 46, № 9. – P. 1106–1113.
3. Mott N.F. Metal-Insulator Transitions (Second Edition, London-Bristol: Taylor & Francis, 1990. – 266 p.
4. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. – М.: Наука, 1979. – 416 с.
5. Romaka V.A., Stadnyk Yu.V., Romaka V.V., Fruchart D., Gorelenko Yu.K., Chekurin V.F., Horyn A.M. Features of Electrical Conductivity in the n -ZrNiSn Intermetallic Semiconductor Heavily Doped with the In Acceptor Impurity // Semiconductors. – 2007. – Vol. 41, № 9. – P. 1041–1047.