

ВИМІРЮВАЛЬНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ТА СЕНСОРИ

УДК 539.226

МОНІТОРИНГ РОБОЧОГО СТАНУ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОГО МАТЕРІАЛУ

© Сергій Прохоренко, Тарас Домінюк 2009

Національний університет „Львівська політехніка”, кафедра інформаційно-вимірювальних технологій
вул. С. Бандери, 12, Львів, 79013, Україна. vprokhor@polynet.lviv.ua

Виконано теоретичний аналіз впливу неоднорідностей структури матеріалу на його термоелектричні властивості. Наведено результати експериментальних досліджень релаксації пластично напруженого хромелю. Сформульовано рекомендації щодо контролю граничного ступеня деформації у межах технології виготовлення хромелевих термоелектродів.

Произведено теоретический анализ влияния структурной неоднородности материала на его термоэлектрические свойства. Представлены результаты экспериментальных исследований релаксации пластически деформированного хромеля. Сформулированы рекомендации касательно контроля граничной степени деформирования в пределах существующей технологии изготовления хромелевых термоэлектродов.

The theoretical analysis of influence of structural heterogeneity of material on its thermo-electric properties is produced. The results of experimental researches of relaxation of the plastic deformed chromel are presented. Consideration about control of deformation degree at the existent technology of chromel thermocouples manufacturing are formulated.

Джерела похибок вимірювальних термоперетворювачів можуть бути різноманітними, проте їх завжди можна поділити на два найширші класи:

зумовлені вадами теплового обміну між вимірювальним середовищем та довкіллям через сенсор;

зумовлені ступенем однорідності та відтвореності внутрішньої структури (як атомної, так і електронної) функціонального матеріалу термоперетворювача у досліджуваному інтервалі температур.

У реальних умовах експлуатації неконтрольована зміна структури функціонального матеріалу термоперетворювача, найвірогідніше, зумовлена явищем пластичної деформації.

Пластична деформація термоелектродів, зумовлена як технологічними, так і експлуатаційними факторами, може спричинити істотне відхилення функції перетворення від НСХ термопари, особливо враховуючи тривалість, понад 10'000 годин, ресурс використання термопар. З огляду на випадковий характер локалізації та ступеня пошкодженості, а також невизначений розподіл температур за довжиною термопари при різних теплових режимах об'єкта вимірювання,

доцільно вивчити вплив пластичної деформації на абсолютну термо-ЕРС, як фізичну величину, що характеризує ентропію ΔS_{en} носіїв струму. Справді, згідно з термодинамікою незворотних процесів [1] будь-яке спотворення атомної структури провокує зміну впорядкованості потоку носіїв струму, що виразиться через зміну термо-ЕРС Δa :

$$\Delta a = \frac{\Delta S_{en}}{F}, \quad (1)$$

де F — стала Фарадея.

Теорія дає відомий вираз для питомого опору металу:

$$r = \frac{m \cdot v}{N \cdot e^2 \cdot l}, \quad (2)$$

де N — концентрація носіїв струму; m , v — їх маса та швидкість; l — довжина вільного пробігу.

Ввівши поняття рухливості носіїв струму $U = \frac{e \cdot l}{m \cdot v}$, одержуємо:

$$r = \frac{1}{N \cdot e} \cdot U. \quad (3)$$

Згідно з електронною теорією металів $N = \text{const}$, а отже, залежно від зовнішніх параметрів опір буде змінюватись обернено пропорційно до відповідної зміни рухливості. Остання, своєю чергою, визначається ступенем взаємодії носіїв струму з кристалічною ґраткою. При нагріванні металу іони у вузлах кристалічної ґратки збільшують амплітуду своїх коливань, розвивається явище ангармонізму коливань, в результаті чого рухливість електронів провідності приблизно лінійно спадає з температурою. Відповідно у першому наближенні питомий опір з температурою змінюється за законом:

$$r = r_0 \cdot \left(1 + \frac{1}{r_0} \cdot \frac{dr}{dT} \cdot \Delta T \right), \quad (4)$$

де r_0 — початковий опір при температурі T_0 ; dr/dT — температурний коефіцієнт опору; $\Delta T = T - T_0$ — різниця температур;

У реальній структурі необхідно враховувати ефекти домішок, недосконалості структури, а також складніші механізми взаємодії електронів провідності з фононним спектром ґратки. Вплив вказаних факторів враховано в [2], в результаті чого одержано вираз для опору платинового термометра:

$$R = R_0 \cdot (1 + A \cdot T + B \cdot T^2) + D \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{d-s}}{k_A \cdot T}\right) \quad (5)$$

котрий точно відтворює термометричну характеристику до високих температур (не вище за 1200 °С). У формулі останній доданок специфічний, — він властивий лише для перехідних металів, що пояснюється особливостями енергетичного спектра електронів провідності.

У сплавах перехідних металів (до яких належить і розглядуваний нижче хромель: 90 % Ni + 10 % Cr) перекриваються s - і d -зони, а рівень Фермі лежить у вузькій d -зоні (рис. 1). Енергетична віддаль між верхнім краєм заповненої s -зони і останнім заповненим рівнем недозаповненої d -зони настільки мала, що під впливом зовнішніх термодинамічних параметрів (температура, тиск, концентрація компонентів) уможливується $s-d$ -гібридизація, завдяки котрій d -електрони можуть брати участь у процесі провідності. $s-d$ -гібридизація відіграє істотну роль лише при достатньо високих температурах; величина ΔE_{d-s} - це енергія активації $s \leftrightarrow d$ -переходу. Отже, енергетичний спектр електронів, а отже, і механізм

провідності біля рівня Фермі у сплавів перехідних металів набагато складніший, ніж у неперехідних, що проявляється і на інших кінетичних властивостях, особливо, термо-ЕРС.

Згідно з формулою Мотта–Джонса термо-ЕРС однозначно пов'язана з питомим опором:

$$a = -\frac{p^2 \cdot k_A^2 \cdot T}{3 \cdot e} \cdot \left(\frac{d \ln r}{dE} \right)_{E=E_F} = \frac{p^2 \cdot k_A^2 \cdot T}{3 \cdot e} \cdot \frac{1}{r} \cdot \left(\frac{dr}{dE} \right)_{E=E_F} \quad (6)$$

Як впливає із порівняння формул (2) і (5), термо-ЕРС, на відміну від електропровідності, є функцією не концентрації носіїв струму, а першої її похідної по енергії на рівні Фермі:

$$N(E)_{E=E_F} = \left(\frac{dN}{dE} \right)_{E=E_F}, \quad (7)$$

тобто густини електронних станів.

Отже, термо-ЕРС пропорційна до густини електронних станів в околі енергії Фермі, котра, згідно з рис. 1, в зв'язку з ймовірною $s-d$ -гібридизацією може істотно змінюватись під впливом температури, тиску (деформації) чи хімічного складу (наприклад, окисненням).

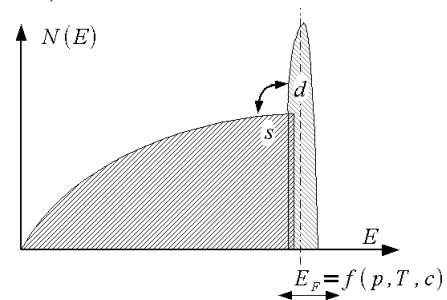


Рис. 1. Густина електронних станів у околі енергії Фермі

Абсолютна термо-ЕРС визначається енергетичним спектром електронів провідності, — найглибшим рівнем внутрішньої структури речовини. Саме в цьому криється сенс тлумачення термо-ЕРС як ентропії носіїв струму.

Термо-ЕРС високочутлива до значення енергії Фермі, котра, своєю чергою, визначається як хімічним чи фазовим складом, так і структурно-термодинамічним станом матеріалу. Саме стан термоелектричного матеріалу змінюється в процесі експлуатації під впливом термопластичної деформації та корозійної дії середовища.

Методика досліджень. Для з'ясування впливу деформації на термо-ЕРС виготовлено набір зразків

термометричного матеріалу з однієї бухти дроту, деформованих до різних ступенів. За ступінь деформації прийматимемо зміну поперечного перерізу відносно недеформованого стану. Для кожного зі зразків визначаємо коефіцієнт Зеєбека (a) за різних температур.

Зауважимо, що стосовно термоелектричних вимірювань, враховуючи співвідношення (6) та (7), фізичний сенс для термоелектричного аналізу має лише коефіцієнт Зеєбека (т.з. абсолютна термо-ЕРС). Тому вибрано диференціальний метод вимірювання — на досліджуваному зразку у печі задається перепад температури ΔT і вимірюються величини $\Delta E_{\text{зразок}-\text{Хр}}$ та $\Delta E_{\text{зразок}-\text{Ал}}$ між зразком та ідентичними електродами візріцевих термопар, приварених до "горячого" та "холодного" кінців зразка (рис. 2).

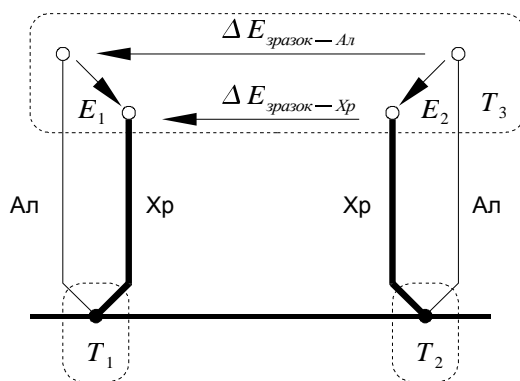


Рис. 2. Схема диференційного під'єднання до тестованого матеріалу

Вимірювані величини позначені на рис. 2 стрілочками. E_1 , E_2 — термо-ЕРС термопар, приварених до "горячого" та "холодного" кінців зразка відповідно.

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{зразок}-\text{Ал}} &= a_{\text{ал}} \cdot (T_1 - T_3) + a_{\text{зразок}} \cdot (T_2 - T_1) + a_{\text{ал}} \cdot (T_3 - T_2) = \\ &= a_{\text{ал}} \cdot (T_1 - T_3 + T_3 - T_2) + a_{\text{зразок}} \cdot (T_2 - T_1) = \\ &= a_{\text{ал}} \cdot (T_1 - T_2) - a_{\text{зразок}} \cdot (T_1 - T_2) = \\ &= (a_{\text{ал}} - a_{\text{зразок}}) \cdot (T_1 - T_2) \end{aligned}$$

Звідси

$$a_{\text{зразок}} = a_{\text{ал}} - \frac{\Delta E_{\text{зразок}-\text{Ал}}}{T_1 - T_2}$$

Водночас

$$E_1 = a_{\text{ХА}} \cdot (T_1 - T_3) \text{ та } E_2 = a_{\text{ХА}} \cdot (T_2 - T_3).$$

Виразивши T_3 через E_2 та підставивши у вираз для E_1 , отримуємо рівняння.

$$T_3 = T_2 - \frac{E_2}{a_{\text{ХА}}}$$

$$E_1 = a_{\text{ХА}} \cdot \left(T_1 - T_2 + \frac{E_2}{a_{\text{ХА}}} \right) = a_{\text{ХА}} \cdot (T_1 - T_2) + E_2$$

Звідси

$$T_1 - T_2 = \frac{E_1 - E_2}{a_{\text{ХА}}}$$

Тоді загальний вираз для визначення коефіцієнта Зеєбека відносно алюмелю матиме такий вигляд

$$a_{\text{зразок}(\text{Ал})} = a_{\text{Ал}} - \frac{\Delta E_{\text{зразок}-\text{Ал}}}{E_1 - E_2} \cdot a_{\text{ХА}} \quad (8)$$

Аналогічно одержують вираз для визначення коефіцієнта Зеєбека відносно хромелю

$$a_{\text{зразок}(\text{Хр})} = a_{\text{Хр}} - \frac{\Delta E_{\text{зразок}-\text{Хр}}}{E_1 - E_2} \cdot a_{\text{ХА}} \quad (9)$$

Для виразів (8) та (9) необхідно враховувати знак коефіцієнта Зеєбека (для алюмелю $a_{\text{Ал}} < 0$), а також знак вимірюваних величин $\Delta E_{\text{зразок}-\text{Хр}}$ та $\Delta E_{\text{зразок}-\text{Ал}}$.

Розглянемо можливі варіанти розміщення значення коефіцієнта Зеєбека відносно відомих значень коефіцієнта Зеєбека для хромелю та алюмелю (рис. 3).

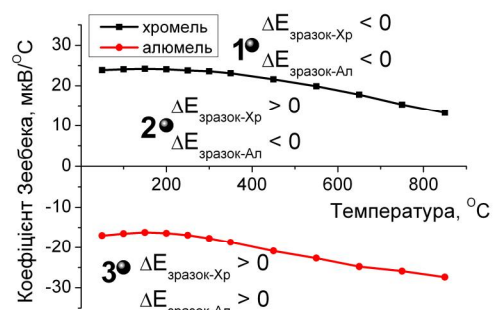


Рис. 3. Коефіцієнти Зеєбека хромелю та алюмелю та знаки вимірюваних величин для різних варіантів величини коефіцієнта Зеєбека зразка відносно термоелектродів порівняння

Для ситуації 1 (рис. 3) значення коефіцієнта Зеєбека є більшим за коефіцієнт Зеєбека хромелю. А це означає, що у виразах (8) та (9) виміряні значення $\Delta E_{\text{зразок}-\text{Хр}}$ та $\Delta E_{\text{зразок}-\text{Ал}}$ будуть від'ємними і до значень коефіцієнтів Зеєбека хромелю та алюмелю додасться $\frac{\Delta E_{\text{зразок}-\text{Хр}}}{E_1 - E_2} \cdot a_{\text{ХА}}$ та $\frac{\Delta E_{\text{зразок}-\text{Ал}}}{E_1 - E_2} \cdot a_{\text{ХА}}$ відповідно.

Для ситуації 2 значення коефіцієнта Зеебека зразка буде меншим за значення коефіцієнта Зеебека хромелю на $\frac{\Delta E_{\text{зразок-Хр}}}{E_1 - E_2} \cdot a_{\text{ХА}}$, але більшим за значення коефіцієнта Зеебека алюмелю на $\frac{\Delta E_{\text{зразок-Ал}}}{E_1 - E_2} \cdot a_{\text{ХА}}$.

Для ситуації 3 значення коефіцієнта Зеебека зразка буде меншим за значення коефіцієнта Зеебека хромелю та алюмелю на $\frac{\Delta E_{\text{зразок-Хр}}}{E_1 - E_2} \cdot a_{\text{ХА}}$ та $\frac{\Delta E_{\text{зразок-Ал}}}{E_1 - E_2} \cdot a_{\text{ХА}}$, відповідно.

У розглядуваному випадку на всіх ступенях пластичної деформації $a_{\text{Хр}}$ зменшується відносно термодинамічно рівноважного стану, що відповідає варіанту 2 на рис. 3.

Отже, коефіцієнт Зеебека досліджуваного зразка обчислюється за такою системою рівнянь:

$$\begin{cases} a_{\text{зразок(Ал)}} = a_{\text{Ал}} - \frac{\Delta E_{\text{зразок-Ал}}}{E_1 - E_2} \cdot a_{\text{ХА}} \\ a_{\text{зразок(Хр)}} = a_{\text{Хр}} - \frac{\Delta E_{\text{зразок-Хр}}}{E_1 - E_2} \cdot a_{\text{ХА}} \end{cases} \quad (10)$$

Ступінь тотожності $a_{\text{зразок(Ал)}} \equiv a_{\text{зразок(Хр)}}$, розрахованих за цими двома виразами, є мірою метрологічної коректності виконаних вимірювань.

Досліджувані зразки монтувалися у захоплення звуководу акустоемісійного тракту затисканням хвостовика зразка (рис. 3). Для зменшення рівня паразитних шумових ефектів звуковід виконано з матеріалу, теплове розширення якого близьке до теплового розширювання матеріалу зразків. Болт для звуководу виконується з такого самого матеріалу, що і сам звуковід. Для вирівнювання температурного поля печі уся конструкція (зразок із кінцевою частиною звуководу) розміщується у металевому контейнері.

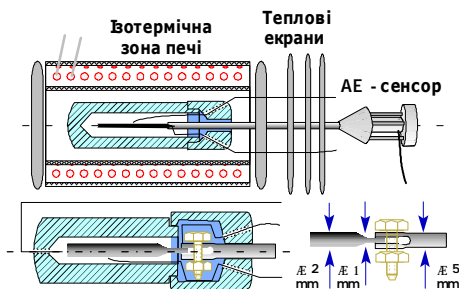


Рис. 3. Схема експерименту з реєстрації АЕ-сигналів від деформованого термоелектрода

Результати досліджень. Оскільки найпоширенішою для технічних вимірювань термопарою є ТХА (хромель-алюмелева, тип К за міжнародною класифікацією) [2], то доцільно для дослідження впливу деформації на термо-ЕРС використати один з її електродів. Враховуючи, що алюмелевий термоелектрод є практично нечутливим до механічних напружень [3], то як досліджуваний термометричний матеріал вибрано хромель.

На рис. 4 подано діаграму стану системи Cr-Ni, побудовану за результатами ДТА, дилатометричного, рентгеноструктурного, металографічного та калориметричного аналізів [4]. Як видно з рисунка, система являє собою евтектичну з широкими рядами твердих розчинів: на основі об'ємцентрованої ґратки хрому (ліворуч) та на основі гранецентрованої кубічної ґратки нікелю (праворуч). Щодо промислового використання цікавими є стопи з високим процентним вмістом нікелю. Зокрема, саме до цієї групи стопів належать ніхромі та хромелі. У концентрації, властивій хромелю (10 ваг. % Cr), область твердих розчинів неперервна аж до лінії солідусу, вище від 1400°C, що уможливило використання хромелю для короточасних вимірювань температури до 1350 °С. До вказаних температур хромель має дуже високу корозійну стійкість. На рис.4 додатково подано криву концентраційної залежності втрати маси при 1000 °С за 20 годин на повітрі [9], з котрої видно, що, починаючи з концентрації хромелю і далі – в області ніхромів – стопи характеризуються дуже високою жаростійкістю, а тому хромель-алюмелеві термопари іноді використовують без захисної арматури. А це, своєю чергою, призводить до пошкодження структури термоелектродів через пластичну деформацію.

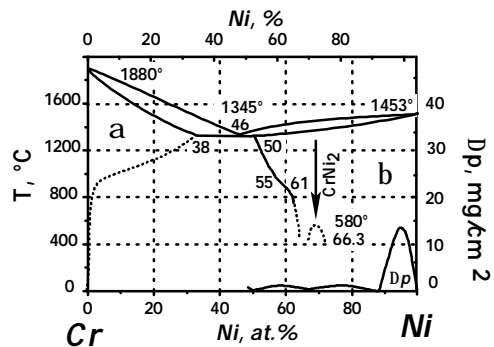


Рис.4. Діаграма стану системи Cr – Ni (Dp — накладена крива концентраційної залежності втрати маси)

Завдяки високій пластичності хромелю термоелектроди стандартних діаметрів (3.2 мм; 1.5 мм; 1.2 мм; 0.7 мм; 0.5 мм) виготовляють методом волочіння з високим ступенем деформації ($\geq 80\%$) гарячопрокатаної заготовки. Зазначимо, що за потреби термоелектроди стандартних діаметрів багатократно повторно протягуються у холодному стані з метою одержання мікротермопар чи термоелектричних кабелів. Вважається, що ефект нагартування, котрий дестабілізує термоелектричні характеристики електродів, повністю знімається термообробкою [7].

Хромелевий дріт вихідного діаметра 3,2 мм піддано нами холодній прокатці з різним ступенем пластичної деформації: $\epsilon = 20\%$; 40% ; 50% ; 60% ; 80% ; 90% . Напружений стан матеріалу і релаксаційні процеси при відпалі досліджувались методами металографічного, термоелектричного та акустоемійного аналізів.

Відомо, що інтенсивне зростання густини дислокацій у процесі пластичної деформації відбувається лише спочатку (до 20 — 30%), а далі — уповільнюється. Цей експериментальний факт можна пояснити у той спосіб, що при невисоких ступенях деформації зміна форми відбувається в результаті поступального зміщення одних ділянок матриці щодо інших по площинах ковзання (тобто пояснити у наближенні елементарних дислокацій [1, 6, 8]). Очевидно, цей процес буде інтенсифікуватись з температурою, але лише до температури відпуску або рекристалізації. Саме такою моделлю можна пояснити одержані нами експериментально температурні залежності абсолютної термо-ЕРС недеформованого зразка ($\alpha_{абс.}^0$) та деформованого до 20% ($\alpha_{абс.}^{20}$) (рис. 5): різниця цих величин наростає до $\approx 600\text{ }^\circ\text{C}$ і спадає майже до 0 у околі $800\text{ }^\circ\text{C}$. При температурі $800\text{ }^\circ\text{C}$ очікується рекристалізація та завершення процесів зняття внутрішніх напружень.

Подальше зростання деформацій ($>30\%$) ускладнює процеси трансформації структури. У цьому інтервалі збільшення густини дислокацій різко загальмовується. Натомість інтенсифікується їх взаємодія, котра утруднює деформаційні процеси. Структура інтенсивно диспергується: утворювані фрагменти і блоки розорієнтовуються на великі кути, тобто формуються дисклінації, що зумовлюють турбулентний характер подальшої текучості матеріалу. Енергія деформації акумулюється у дефектах, матеріал гранично зміцнюється і поступово втрачає пластичність. У нашому випадку це спостерігається між 20 та 80%

деформації: між відповідними політермами впродовж усього дослідженого інтервалу температур різниця термо-ЕРС майже не виходить за межі похибки вимірювання.

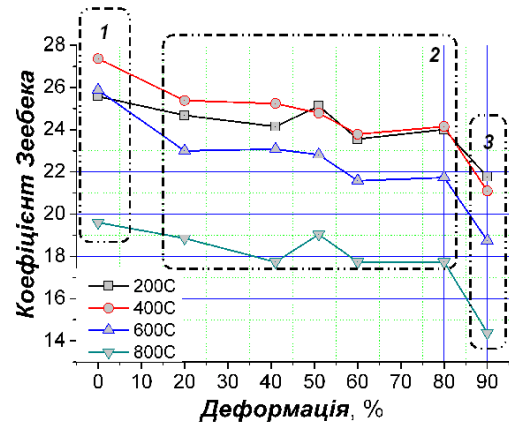


Рис. 5. Температурна залежність коефіцієнта Зеебека хромелю при різних ступенях деформації е. 1 — вихідний стан термоелектродів (недеформований), 2 — зона релаксації деформацій, 3 — зона важкорелаксаційних деформацій

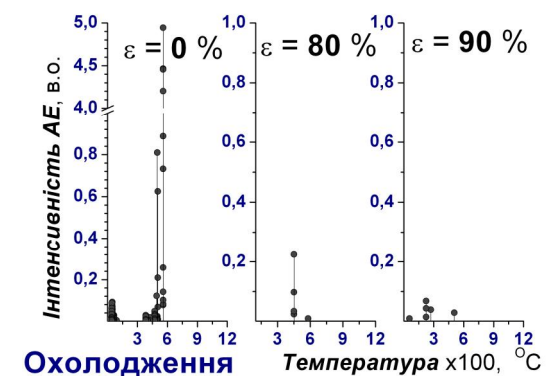
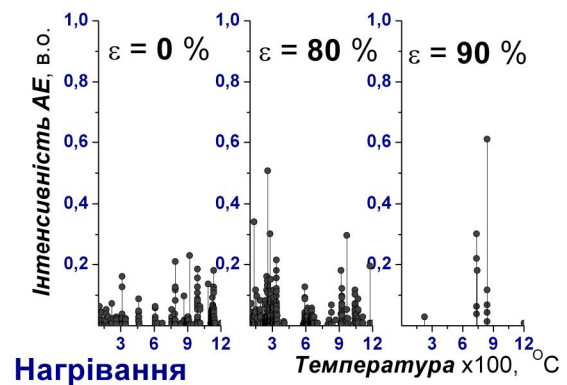


Рис. 6. Температурна залежність інтенсивності акустичного випромінювання хромелю при різних ступенях його деформації е

Черговий раз ситуація змінюється для $\epsilon \geq 90\%$. Такому ступеню деформації відповідає формування високої концентрації незворотних дефектів, котрі переважно нагромаджуються на границях зерен, а це гальмує процеси рекристалізації. Дефекти, зумовлені ростом концентрації дисклинацій, не релаксують навіть вище від 800°C . Відповідно, $\alpha_{\text{абс.}}^{90}(T)$ у всьому дослідженому інтервалі температур не наближається (рис.5.) до сім'ї політерм для менших ступенів деформації.

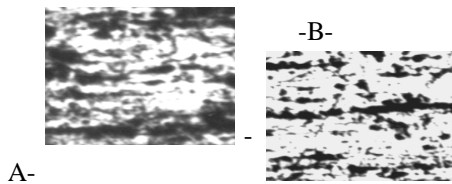


Рис.7. Мікроструктура хромелю ($\times 100$):
7-А- після 80 % деформації;
7-В- після 90 % деформації

Аналіз оцінювання мікроструктури деформованого матеріалу здійснювався металографічним методом.

Принципова відмінність структур матеріалу, деформованого до 80 % та 90 %, подано на рис. 7, А та рис. 7, В. Хромель, холоднопрокатний до $\epsilon=80\%$, має істотно виражену структуру деформації, котра супроводжується значним подовженням зерен та розшаруванням структури зерен як основного матеріалу, так і матеріалу включень. Хромель, деформований до $\epsilon=90\%$, за структурою відрізняється принципово. Спостерігається значне подрібнення неметалевих включень, розміщення їх у ланцюжки та розшарування. Високе текстурування зерен у поєднанні з хвилястістю структури свідчить про нерівномірну пошарову деформацію.

Для оцінювання структурної релаксації попередньо пластично-деформованого матеріалу використано метод акустичної емісії [3 — 5].

У недеформованому зразку, а також у зразку зі ступенем деформації $\epsilon \leq 80\%$ спектр акустичної емісії при нагріванні незрівнянно багатший від такого самого, одержаного у процесі подальшого охолодження. Згідно з існуючою теорією [1], це є свідченням повернення структури до стану термодинамічної рівноваги внаслідок термоактивованого зняття внутрішніх напружень, а також ліквідації просторових дефектів у процесі рекристалізації. Тобто у цих умовах

нагрівання матеріалу супроводжується інтенсивними процесами структурної релаксації.

Разом з тим, при охолодженні вказаних зразків спостерігаються хоч і нечисленні, але дуже інтенсивні сигнали. Їх наявність ми пов'язуємо з певною некогерентністю постановки експерименту: на зразках при виході з печі спостерігається різкий перепад температур (за нашими оцінками ≈ 50 К/мм), що, згідно з [12], може викликати появу нових, але сильно злокалізованих внутрішніх напружень ($p \approx 3$ кбар) у зоні максимального стрибка температури.

Картина акустичної емісії максимально zdeформованого зразка ($\epsilon=90\%$) принципово відрізняється. При нагріванні термоактивовані події в незначній кількості спостерігаються лише при максимальній ($>800^\circ\text{C}$) температурі відпалу. У процесі охолодження нижче за 800°C зразок взагалі “мовчить”, лише при $T < 500^\circ\text{C}$ спостерігаються сигнали незначної інтенсивності, які можуть свідчити про відпуск макронапружень, але не про перебудову текстуризованих і заблокованих дефектами зерен.

Враховуючи той факт, що “мовчання” спостерігається у максимально спотвореній деформацією і не релаксованій при нагріванні понад 800°C структурі, на базі акустичних експериментів підтверджуємо висловлений вище висновок, що настільки деформувати хромель недопустимо.

Висновки. Деформація $\epsilon \geq 90\%$ супроводжується деградацією структури, у тому сенсі, що настільки деформований хромель не піддається рекристалізації внаслідок повного блокування дефектами границь зерен. У цьому випадку зміни термо-ЕРС є незворотними, а термоелектричний матеріал буде придатним лише для перетоплення.

З наших результатів випливає практичний висновок: метрологічні характеристики хромелю, деформованого навіть локально на $>80\%$, неможливо відновити термічною обробкою. Термоелектричні характеристики менш деформованих ділянок задовільно можна стабілізувати термічною обробкою на повітрі при 800°C . Отже, у разі потреби у глибокій пластичній обробці хромелю потрібно застосовувати методику проміжних термічних обробок.

І. Прохоренко В.Я., Рошупкин В.В., Прохоренко С.В. Жидкий галій: перспективи використання в качестве теплоносителя (обзор) // Теплофизика высо-

ких температур. – 2000. – № 6. – С. 991–1005.
 2. Прохоренко В.Я, Прохоренко С.В. Вивчення впливу домішок, термічної обробки та пластичної деформації на електричний опір металів і сплавів // *Метод. вказівки лаб. роб. курсу* 3. Прохоренко С., Стадник Б., Ковальчик А., Филоненко С. *Акустическое излучение как информативный метод катастрофических изменений структуры // Materiały VII Intern. Sem. Metrologów < Metody i technika przetwarzania sygnałów w pomiarach fizycznych. – Rzeszów. – 1999. – P.200–205.*
 4. Прохоренко С. Методика комплексних досліджень теплових та акустичних ефектів при змінах структури. // *Journal Solidification of Metals and Alloys. – 2000. – 2. – №43. – P.473–478.* 5. Пат. 41138А UA, МКВ G 01 N 29/04. Пристрій для визначення координат джерела акустичної емісії / Ройзман В.П., Ковтун І.І., Горошко А.В., Прохоренко С.В. (Україна); Технологічний університет Поділля. – N 2001031425; Заявл. 01.03.2001; Опубл. 15.08.2001; Бюл. N 7. – 12 с.

6. ДСТУ 2857-94. Перетворювачі термоелектричні. Загальні технічні вимоги. 7. Рогельберг И.Л., Бейлин В.М. Сплавы для термонар. *Справ.изд. – М.: Металлургия. – 1983. – 360 с.* 8. Лахтин Ю.М. *Металловедение и термическая обработка металлов. – М.: Металлургия, 1983. – 389 с.* 9. Лейкин А.Е. *Материаловедение. – М.: Высшая школа, 1971. – 234 с.* 10. Prokhorenko W., Turczenco N., Pleszakow E., Bylica A., Prokhorenko S., Czajka W. *Interior pressure and repeated shaping of a structure after laser melting away // Journal Solidification of Metals and Alloys. – 1998. – №36. – P.175–181.* 11. Gu H.P., Duley W.W. *Resonant acoustic emission during laser welding of metals // Journal of Physics D.-Applied Physics. – 1996. – Vol.29, №3. – P. 550–555.* 12. Стадник Б.И., Столярчук П.Г., Федик И.И. *О возможном влиянии градиента температуры на Тедс однородных термоэлектродов. – М.: Сб. всес. конф. Методы и средства измерения температуры. – 1973. – С. 52–55.*

УДК

ПЕРСПЕКТИВИ ЗАСТОСУВАННЯ СИЛЬНОЛЕГОВАНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ ЯК МАТЕРІАЛІВ ЧУТЛИВИХ ЕЛЕМЕНТІВ ДЛЯ ТЕРМОМЕТРІЇ

© Олеся Спондич¹, Пилип Скоропад¹, Володимир Ромака², 2009

¹ Національний університет “Львівська політехніка”, кафедра інформаційно-вимірювальних технологій, вул. С. Бандери 12, Львів 79013, Україна

² Національний університет “Львівська політехніка”, кафедра захисту інформації, вул. Кн. Романа 5, Львів 79000, Україна

Проаналізовано перспективи застосування сильнолегованих напівпровідників як матеріалів чутливих елементів для вимірювання криогенних температур. Здійснено аналітичний огляд найпоширеніших термометрів, що застосовуються сьогодні в діапазоні низьких температур, їх переваг та недоліків.

Проанализированы перспективы применения сильнолегированных полупроводников в качестве материалов чувствительных элементов для измерения криогенных температур. Проведен аналитический обзор наиболее распространенных термометров, которые применяются сегодня в диапазоне низких температур, их преимуществ и недостатков.

The prospects of application of the strongly alloyed semiconductors are analysed as sensible elements for measuring of low temperatures. The state-of-the-art review of the most widespread thermometers, which are used in today's time in the range of low temperatures, their advantages and failings, is conducted.

Постановка проблеми. Темпи розвитку техніки і технологій в діапазоні низьких температур в останні десятиліття виявились настільки значними, що нині без них неможливо уявити ні ракетну техніку, ні ядерну енергетику, ні численні галузі машинобудування. Доволі довго вважали, що діапазон низьких

температур не настільки широкий, щоб приділяти йому спеціальну увагу. Сьогодні ж особливості вимірювання низьких температур виявились настільки важливими, а їх освоєння настільки важким, що низькотемпературна термометрія перетворилась на великий самостійний розділ вимірювальної техніки.