

УДК 539.266+669.018

PACS: 61.25.-f

СТРУКТУРА ТА ЕЛЕКТРООПР ПРИПОЇВ Sn–Cu(Ag) У ПЕРЕДКРИСТАЛІЗАЦІЙНОМУ ІНТЕРВАЛІ ТЕМПЕРАТУР

С. І. МУДРИЙ¹, І. І. ШТАБЛАВИЙ¹, В. М. СКЛЯРЧУК¹, Ю. О. ПЛЕВАЧУК¹,
А. В. КОРОЛИШИН¹, А. С. ЯКИМОВИЧ¹, І. М. ШЕВЕРНОГА¹, В. С. СІДОРОВ²

¹ Львівський національний університет ім. Івана Франка;

² Уральський державний педагогічний університет, Єкатеринбурґ

Досліджено атомну структуру припоїв на основі олова методами рентгенівської дифракції і оберненого методу Монте-Карло. Розраховано повні та парціальні структурні фактори та парні кореляційні функції. Показано, що для рідких сплавів Sn_{0,987}Cu_{0,013}, Sn_{0,962}Ag_{0,038} та Sn_{0,949}Ag_{0,038}Cu_{0,013} характерна мікронеоднорідна будова з кластерами Cu(Ag)–Sn, які розподілені в матриці на основі олова.

Ключові слова: припої, атомна структура, кластери, мікронеоднорідна будова.

Через заборону використання свинцю в припоях у більшості країн світу почався інтенсивний пошук нових екологічно безпечних припоїв, які могли б замінити сплави системи Pb–Sn. Встановлено, що одними з найперспективніших є сплави на основі олова: Sn–Ag, Sn–Cu та Sn–Ag–Cu. Відомо, що властивості сплавів, включаючи і ті, що визначають експлуатаційні характеристики, залежать від їх структури [1]. Тому, вивчаючи структуру розплавів, можна інтерпретувати поведінку густини, поверхневого натягу, в'язкості, електропровідності та інших структурно чутливих властивостей і, навпаки, ці параметри дають цінну інформацію про структуру. Структурний стан розплавів певною мірою залежить від характеру розподілу атомів у кристалічному стані та корелює з діаграмами фазової рівноваги [2]. Отже, детальне вивчення структури металевих розплавів та її зіставлення з діаграмами стану дає змогу в подальшому передбачати структурні зміни під час кристалізації.

Структуру розплавів системи Sn–Ag досліджували в широкому концентраційному інтервалі [3] і зробили висновок про мікронеоднорідну їх будову. Показано, що весь концентраційний інтервал системи можна розділити на три частини: Ag–Ag₇₅Sn₂₅, Ag₇₅Sn₂₅–Ag₃₅Sn₆₅ та Ag₃₅Sn₆₅–Sn. Розплави кожного з цих інтервалів формують кластери, склад яких відповідає граничним концентраціям. Аналогічно досліджували структуру розплавів системи Sn–Cu [4]. Також зроблено висновок, що її формують кластери на основі чистих компонентів та кластери, структура яких відповідає складам Cu₇₅Sn₂₅, Cu₃₃Sn₆₇. Отже [3, 4], структура розплавів Sn–Ag та Sn–Cu, збагачених оловом, формується кластерами олова і Ag₃₅Sn₆₅ та Cu₃₃Sn₆₇ відповідно. Однак незрозумілим залишається факт існування в рідкому стані кластерів зі стехіометричним складом Ag₃₅Sn₆₅ та Cu₃₃Sn₆₇. Крім того, зроблені висновки стосуються лише температур, близьких до лінії ліквідус, а питання про температурний інтервал існування такої мікронеоднорідної структури залишається відкритим. Це надзвичайно важливо, оскільки реальні процеси паяння передбачають зміну термодинамічного та структурного станів сплаву в широких температурних межах, включаючи і точку фазового переходу.

Контактна особа: І. І. ШТАБЛАВИЙ, e-mail: sihor@ukr.net

Враховуючи сказане, нижче дослідили структуру та одну з найважливіших характеристик припоїв – електроопір евтектичних сплавів $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$, $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$ та $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$. Для адекватної інтерпретації отриманих результатів структуру змодельовано оберненим методом Монте-Карло (RMC) [5] і результати використано для розрахунку електроопору [6].

Методика досліджень. Рентгенівська дифрактометрія. Структуру вивчали за допомогою високотемпературного рентгенівського дифрактометра, який давав змогу отримувати криві інтенсивності дифрагованого випромінювання при температурах до 1600 К. Зразок розміщували у камері дифрактометра, заповненій гелієм, щоб запобігти його окисненню. Геометрія розміщення вхідної щілини рентгенівського променя, монохроматизованого за допомогою кристала LiF, центра камери і вхідної щілини лічильника відповідала схемі фокусування типу Брега–Брентано [7]. Похибка вимірювання інтенсивності випромінювання знаходилась у межах 2...3%. Температуру визначали та підтримували з точністю ± 2 К.

Отримані експериментальні кутові залежності інтенсивності дифрагованого випромінювання усереднювали методом найменших квадратів, а після цього виправляли на поляризацію, поглинання і аномальну дисперсію [8]. До електронних одиниць приводили за допомогою відомого методу [9]. За виправленими і пронормованими кривими інтенсивності розраховували структурні фактори (СФ), парні функції атомного розподілу та функції радіального розподілу атомів.

Вимірювання електроопору. Щоб зберегти постійний хімічний склад зразків, вимірювали в умовах тиску аргону (до 10 МПа) контактним методом за чотириточковою схемою. Використовували керамічні комірки, виготовлені з нітриду бору у формі вертикальних контейнерів з внутрішньою робочою порожниною висотою 60 мм. У стінки комірки вздовж її вертикальної осі впресовували точкові струмові і потенціальні графітові електроди. Вимірювальна установка і процедура досліджень описані раніше [10]. Похибка визначення електроопору $\rho(T)$ не перевищувала 2%. Високотемпературний нагрівач з трьома незалежно регульованими нагрівними елементами стабілізував температурне поле в зоні зі зразком.

Моделювання структури оберненим методом Монте-Карло (RMC). Метод RMC – це варіація класичного методу Монте-Карло, однак тут мінімізують не енергію системи, а різницю між експериментально вимірним структурним фактором $S^E(q)$ і розрахованим для тривимірної модельної комірки з атомами $S^M(q)$ [11]:

$$\chi^2 = \sum_i (S^E(q) - S^M(q))^2 / \sigma(q)^2,$$

де $\sigma(q)$ – стандартне відхилення нормального розподілу для експериментального СФ. Під час моделювання координати атомів змінюються і змінна χ^2 спочатку зменшується, доки не досягне мінімального значення, біля якого далі осцилюватиме, після чого моделювання зупиняється. Отримана так конфігурація атомів буде тривимірною структурною моделлю, яка узгоджується з загальним експериментальним СФ та з реальною структурою розплаву у межах похибки досліджень.

У результаті розрахунків отримували атомні комірки, в яких розподіл атомів відповідав структурі ближнього порядку випробовуваного матеріалу. Використовуючи атомний розподіл, розраховували парціальні структурні фактори (ПСФ) та парціальні парні кореляційні функції (ППКФ).

Розрахунок електроопору. Для простих рідких металів у наближенні вільних електронів електричний опір задовільно описує формула Займана [6]

$$\rho = \frac{3}{4} \frac{\pi m^2 \Omega}{\hbar^3 e^2 k_F^6} \int_0^{2k_F} a(q) w(q)^2 q^3 dq,$$

де Ω – атомний об’єм; $a(q)$ – СФ; $w(q)$ – формфактор модельного псевдопотенціалу, а $k_F = 3\pi^2 z / \Omega$ – хвильовий вектор Фермі.

Для двокомпонентного розплаву

$$a(q)w(q)^2 = w_1(q)^2 [c(1-c) + c^2 a_{11}(q)] + w_2(q)^2 [c(1-c) + (1-c)^2 a_{22}(q)] + 2w_1(q)w_2(q)c(1-c)[a_{12}(q) - 1],$$

де $w_1(q)$ та $w_2(q)$ – формфактори модельного псевдопотенціалу кожної компоненти; $a_{11}(q), a_{12}(q), a_{22}(q)$ – парціальні структурні фактори; c – атомна частка першого компонента сплаву.

Як бачимо, для розрахунку електроопору необхідно мати модельний потенціал та СФ. Перший з них отримують теоретично, а СФ можна визначити дифракційними методами або змодельювати чи розрахувати з допомогою певних наближень. Використаємо локальний псевдопотенціал Ашкрофта [12], формфактор якого

$$w(q) = \frac{-4\pi z e^2}{q^2 \Omega \epsilon(q)} \cos(qR_C),$$

де $\epsilon(q)$ – діелектрична сканівна функція; R_C – радіус “серцевини” іона.

Цей псевдопотенціал вже застосовували для розрахунку електрофізичних властивостей чистого олова [13–15], де отримали результати, які добре узгоджувалися з експериментальними. Оскільки досліджувані сплави містять невелику кількість домішок, то, на нашу думку, використання псевдопотенціалу Ашкрофта має бути правильним.

Для врахування екранування іонів металу електронами провідності застосовували функцію, запропоновану С. Хаббардом:

$$\epsilon(q) = 1 + \left(\frac{\lambda^2}{q^2} \right) k(y) [1 - f(y)].$$

Тут $\lambda^2 = 4k_F / \pi a_0$, де a_0 – радіус Бора,

$$k(y) = \frac{1}{2} + \frac{1-y^2}{4y} \ln \left| \frac{1+y}{1-y} \right|, \quad y = \frac{q}{2k_F},$$

$f(y) = A \left[1 - e^{\left(\frac{-Bq^2}{k_F^2} \right)} \right]$ – функція, яка враховує обмінну взаємодію та кореляцію

електронів згідно з наближенням П. Вашішта і К. Сінгві [16].

Результати та обговорення. З рентгеноструктурних досліджень сплавів $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$, $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ та $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ отримали СФ, які наведені на рис. 1, де стрілками також вказані положення перших максимумів СФ чистих Sn, Cu та Ag.

Характерною ознакою СФ розплавів є вплив у вигляді плеча на правій вітці основного максимуму, як у рідкому Sn. Тут також необхідно вказати на те, що значення параметра q_1 міді і срібла знаходяться справа відносно таких самих значень олова і попадають у ділянку його побічного максимуму. Якщо припустити, що атоми Cu та Ag розчиняються шляхом заміщення атомів олова, то СФ олова повинен практично зберігати свою форму. Однак трансформація впливу свідчить, що такі зміни спричинені перебудовою атомного розподілу. Встановлено, що плече на правій вітці СФ зберігається також після додавання до олова міді та срібла, тобто елементів зі симетричним першим максимумом СФ.

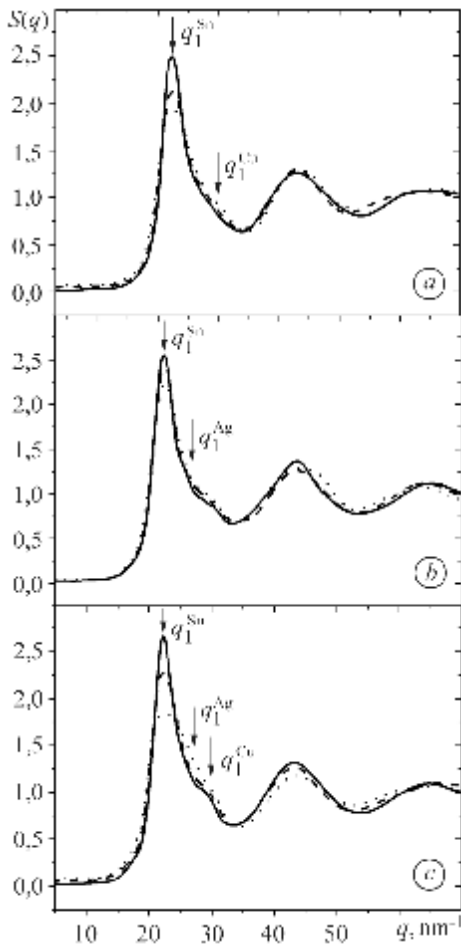


Рис. 1. Структурні фактори розплавів $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$ (a), $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ (b) та $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ (c): суцільні лінії – 500 К; штрихові – 600 К; пунктирні – 700 К.

Fig. 1. Structure factors of $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$ (a), $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ (b) and $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ (c) melts: solid lines – 500 K; dashed – 600 K; dotted – 700 K.

на 100 К вище температури плавлення висота першого максимуму СФ сплаву $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ зменшується повільніше, ніж сплаву $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$, що свідчить про більшу стабільність структури розплаву порівняно з рідким сплавом олово–мідь. При температурі на 200 К вищій лінії ліквідус швидкість зменшення висоти першого максимуму СФ збільшується.

Для детальнішого вивчення атомного розподілу сплавів $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$, $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ та $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ моделювали структуру оберненим методом Монте-Карло (RMC). З розрахунків отримано ПСК та ППКФ. Оскільки для інтерпретації структурних особливостей розплавів зручніше і доцільніше користуватися ППКФ, аналізуватимемо лише їх. Використовуючи ППКФ, визначили відстані між парами атомів у розплавах (див. таблицю і рис. 2).

Як бачимо, положення першого максимуму ППКФ $g_{\text{Cu-Sn}}(r)$ при 500 К зміщене ближче до початку координат порівняно з аналогічним для $g_{\text{Sn-Sn}}(r)$.

Спостережувана при 500 К закономірність у розміщенні основних максимумів СФ зберігається також і при вищих температурах (600; 700 К). Проте, слід зазначити, що з підвищенням температури значно зменшується висота основного максимуму СФ для розплаву, легovanого міддю. Отже, вказані особливості засвідчують домінуючий вплив матриці олова на температурну залежність структури розплаву. Водночас з додаванням міді температурно розупорядковується атомний розподіл. Тому можна припустити, що атоми міді обирають найближчими сусідами атоми олова і так стають центрами кластерів, які своєю чергою можуть формувати структурні одиниці більших розмірів, включаючи і фрактальні.

Після додавання до олова срібла поведінка профілю СФ дещо інша. Зокрема, сповільнюється темп зменшення висоти першого максимуму порівняно зі сплавом $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$, що вказує на більшу проти розплавів Sn–Cu стабілізацію атомної структури.

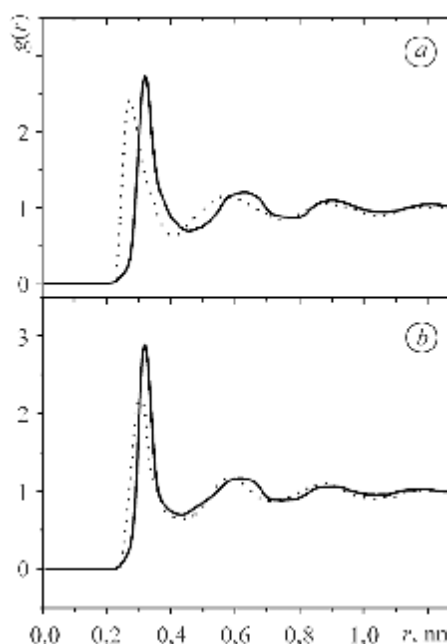
Одночасне додавання міді та срібла до олова при температурі, близькій до температури плавлення, призводить до невеликого зміщення положення першого максимуму СФ до більших значень хвильових векторів, що вказує на скорочення середніх міжатомних віддалей. Зі зростанням температури зменшується висота першого максимуму СФ, причому це зменшення для сплаву $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ відрізняється від двох попередніх сплавів. Зокрема (рис. 1a, c), з підвищенням температури

Міжатомні віддалі розплавів $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$, $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ та $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$

$\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$			
T, K	$r_{\text{Sn-Sn}}, \text{nm}$	$r_{\text{Cu-Sn}}, \text{nm}$	
500	3,21	2,72	
700	3,22	3,00	
$\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$			
T, K	$r_{\text{Sn-Sn}}, \text{nm}$	$r_{\text{Ag-Sn}}, \text{nm}$	
500	3,18	2,78	
700	3,20	3,20	
$\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$			
T, K	$r_{\text{Sn-Sn}}, \text{nm}$	$r_{\text{Cu-Sn}}, \text{nm}$	$r_{\text{Ag-Sn}}, \text{nm}$
500	3,18	3,05	3,13
700	3,18	3,00	3,20

Рис. 2. Парціальні парні кореляційні функції рідкого сплаву $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$ при 500 К (а) та 700 К (б): суцільні лінії – Sn–Sn; пунктирні – Cu–Sn.

Fig. 2. Partial pair correlation functions of $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$ liquid alloy at temperatures 500 K (a) and 700 K (b): solid lines – Sn–Sn; dashed – Cu–Sn.



Зменшення міжатомних віддалей $r_{\text{Cu-Sn}}$ можна пояснити утворенням кластерів, що складаються з атомів олова, які оточують атом міді. Це може відбуватися тоді, коли між атомами Cu та Sn існують віртуальні зв'язки, спричинені кристалічними сполуками в системі Cu–Sn. При температурі на 200 К вище лінії ліквідус маємо кращий збіг перших максимумів функцій $g_{\text{Cu-Sn}}(r)$ та $g_{\text{Sn-Sn}}(r)$, хоча й існує невелика різниця міжатомних віддалей $r_{\text{Cu-Sn}}$ та $r_{\text{Sn-Sn}}$. Така зміна структурних параметрів вказує на деяку гомогенізацію розплаву $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$.

Після додавання срібла до олова при 500 К формується кластерна структура, як і для розплаву $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$ (рис. 3 і таблиця). Зі зростанням температури розплаву до 700 К відстані $r_{\text{Ag-Sn}}$ та $r_{\text{Sn-Sn}}$ стають однакові, тобто рідина повністю гомогенізується. Потрійний сплав $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ (рис. 4) має також мікронеоднорідну будову. Причиною цього при 500 та 700 К є формування кластерів олова навколо розчинених атомів міді. Атоми срібла не є зародками кластероутворення, а статистично розподілені в матриці олова. Наведено (рис. 5) температурні залежності електроопору розплавів $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$, $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ та $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$. Як бачимо, після додавання окремо міді та срібла питомий опір сплавів зменшується. Для потрійного сплаву $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ характерне збільшення питомого електроопору порівняно з чистим оловом.

Враховуючи кластерну структуру розплавів, зміни їх електроопору можна пояснити так. Невелика кількість домішок Cu та Ag розчиняється в матриці олова, формуючи кластери зі щільнішим упакуванням атомів олова навколо домішки, симетризуючи так розміщення розсіювальних центрів. Це обумовлює збільшення рухливості носіїв заряду, що в свою чергу веде до зменшення електроопору. Зі

зростанням концентрації домішок міді та срібла структура розплаву стає неодноріднішою порівняно з розплавами $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$ та $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$, в результаті чого рухливість носіїв зменшується. Крім того, домінуючу роль тут відіграватиме фактор зменшення концентрації носіїв заряду.

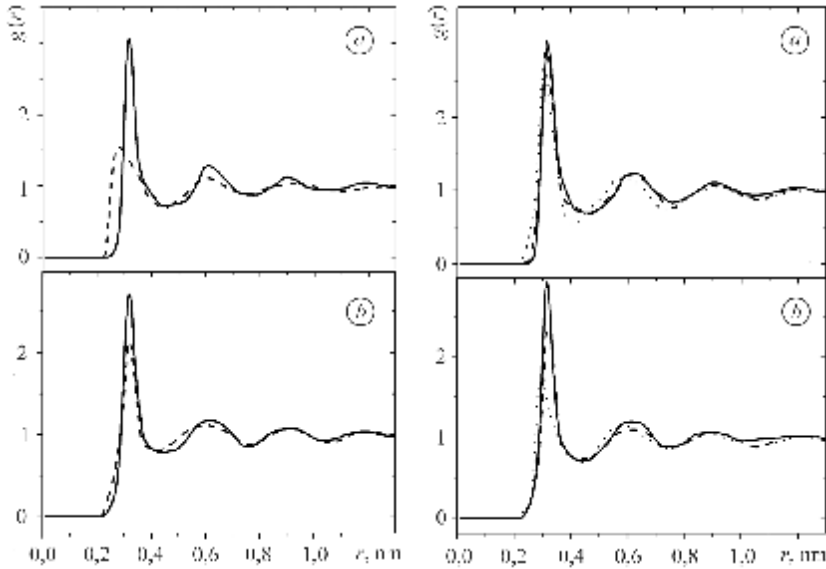


Рис. 3. Fig. 3.

Рис. 3. Парціальні парні кореляційні функції рідкого сплаву $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ при 500 К (а) та 700 К (б): суцільні лінії – Sn–Sn; штрихові – Ag–Sn.

Fig. 3. Partial pair correlation functions of $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ liquid alloy at temperatures 500 K (a) and 700 K (b): solid lines – Sn–Sn ; dashed– Ag–Sn.

Рис. 4. Fig. 4.

Рис. 4. Парціальні парні кореляційні функції розплаву $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ при 500 К (а) та 700 К (б): суцільні лінії – сплав Sn–Sn; штрихові – Ag–Sn; пунктирні – Cu–Sn.

Fig. 4. Partial pair correlation functions of $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ liquid alloy at temperatures 500 K (a) and 700 K (b): solid lines – Sn–Sn alloy; dashed – Ag–Sn; dotted – Cu–Sn.

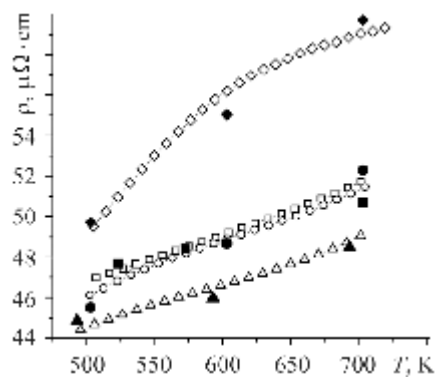


Рис. 5. Температурна залежність питомого опору розплавів: \square – Sn (exp); \circ – $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$ (exp); \triangle – $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ (exp); \diamond – $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ (exp); \blacksquare – Sn (calc); \bullet – $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$ (calc); \blacktriangle – $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ (calc) та \blacklozenge – $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ (calc).

Fig. 5. Temperature dependences of specific resistance of melts: \square – Sn (exp); \circ – $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$ (exp); \triangle – $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ (exp); \diamond – $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ (exp); \blacksquare – Sn (calc); \bullet – $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$ (calc); \blacktriangle – $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ (calc) and \blacklozenge – $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ (calc).

На рис. 5 поряд з експериментальними результатами електроопору наведено розраховані з використанням формули Займана. Для розрахунків використовували значення k_F [1] і густину сплавів [17, 18]. Розраховані дані добре узгоджуються з експериментальними, що свідчить про адекватність наближення вільних електронів для цих сплавів.

ВИСНОВКИ

Розплави $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$, $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ та $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ при температурах, близьких до лінії ліквідус, мають мікронеоднорідну будову, яка спричинена формуванням кластерів олова навколо розчинених атомів домішки. Показано, що розплави $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ та $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ володіють меншим ступенем мікронеоднорідності порівняно з $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$. При температурі на 200 К вище температури плавлення кластери на основі атомів олова руйнуються, внаслідок чого структура розплавів стає гомогенною. Встановлено, що залежно від кількісного вмісту домішок поведінка питомого електроопору кардинально змінюється.

РЕЗЮМЕ. Исследована атомная структура припоев на основе олова методами рентгеновской дифракции и обратного метода Монте-Карло. Рассчитаны полные и парциальные структурные факторы, а также бинарные корреляционные функции. Показано, что для жидких сплавов $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$, $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ и $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ характерно микронеоднородное строение с кластерами $\text{Cu}(\text{Ag})\text{-Sn}$, которые распределены в матрице на основе олова.

SUMMARY. The atomic structure of Sn-rich liquid solders is investigated by both the means of X-ray diffraction method and the reverse Monte-Carlo technique. Total and partial structural factors as well as pair correlation functions are calculated. The $\text{Sn}_{0,987}\text{Cu}_{0,013}$, $\text{Sn}_{0,962}\text{Ag}_{0,038}$ and $\text{Sn}_{0,949}\text{Ag}_{0,038}\text{Cu}_{0,013}$ liquid alloys are found to be inhomogeneous with clusters of $\text{Cu}(\text{Ag})\text{-Sn}$ distributed in the Sn-matrix.

Роботу частково підтримав Державний фонд фундаментальних досліджень (проект Ф-28.3/024).

1. Арсентьев П. П., Коледов Л. А. Металлические расплавы и их свойства. – М.: Металлургия, 1976. – 375 с.
2. Popel P. S., Calvo-Dahlborg M., and Dahlborg U. Metastable microheterogeneity of melts in eutectic and monotectic systems and its influence on the properties of the solidified alloy // J. Non-Crystalline Solids. – 2007. – **353**. – P. 3243–3253.
3. Short range order in liquid silver-tin alloys / I. Kaban, W. Hoyer, A. P'inskii, et al. // Ibid. – 2007. – **331**. – P. 254–262.
4. Short-range order and atomic clusters in liquid Cu-Sn alloys / S. Gruner, I. Kaban, R. Kleinhempel, et al. // Ibid. – 2005. – **351**. – P. 3490–3496.
5. McGreevy R. L. and Pusztai L. Reverse Monte Carlo simulation: a new technique for the determination of disordered structures // Mol. Simulation. – 1988. – № 1. – P. 359–367.
6. Ziman J. M. A theory of the electrical properties of liquid metals. I: The monovalent metals // Phil.Mag. – 1961. – **6**. – P. 1013–1034.
7. Хейкер Д. М., Зевин Л. С. Рентгеновская дифрактометрия. – М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1963. – 256 с.
8. Cromer D. T. and Waber J. T. Scattering factors computed from relativistic Dirac – Slater wave function // Acta Cryst. – 1965. – **18**. – P. 104–109.
9. Krogh-Moe J. A method for converting experimental X-ray intensities to an absolute scale // Ibid. – 1956. – **9**. – P. 951–953.
10. Plevachuk Yu. and Sklyarchuk V. Electrophysical measurements for strongly aggressive liquid semiconductors // Meas. Sci. Technol. – 2001. – **12**. – P. 23–26.
11. Reverse Monte Carlo (RMC) simulation: modeling structural disorder in crystals, glasses and liquids from diffraction data / R. L. McGreevy, M. A. Howe, D. A. Keen, K. N. Clausen // IOP Conference series. – 1990. – **107**. – P. 165–184.
12. Ashcraft N. W. Electron-Ion Pseudopotentials in Metals // Phys. Letters (Netherlands). – 1966. – **23**. – P. 48–50.
13. Gasser J. G., Bretonnet J. L., and Bruson A. Temperature dependence of the liquid tin resistivity // Phys.Stat. Sol (b) – 1985. – **128**. – P. 789–796.
14. Vora A. M. Electrical Transport Properties of Some Liquid Metals // High Temperature. – 2008. – **46**. – P. 800–810.
15. Vora A. M. Electrical transport properties of some liquid metals // Physics and Chemistry of Liquids. – 2008. – **46**. – P. 442–453.
16. Vashishta P. and Singwi K. S. Electron Correlations at Metallic Densities. // Phys. Rev. B. – 1972. – **6**. – P. 875–887.
17. Moser Z., Gasior W., and Pstrus J. Surface tension of liquid Ag-Sn alloys: experiment versus modeling // J. Phase Equilibria. – 2001. – **22**. – P. 254–258.
18. Pb-free solders: Part1. Wettability testing of Sn-Ag-Cu alloys with Bi additions / Z. Moser, W. Gasior, K. Bukat, et al. // J. Phase Equilibria and Diffusion. – 2006. – **27**. – P. 113–139.

Одержано 19.01.2010