

МАТЕРІАЛИ ЕЛЕКТРОННОЇ ТЕХНІКИ

УДК 621.315.592:539.213

Р.Я. Головчак
Науково-виробниче підприємство "Карат",

ДИНАМІКА ТЕРМОІНДУКОВАНИХ НАНОСТРУКТУРНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ У ХАЛЬКОГЕНІДНОМУ СКЛІ

© Головчак Р.Я., 2011

R. Golovchak

DYNAMICS OF THERMOINDUCED NANOSTRUCTURAL PERTURBATIONS IN CHALCOGENIDE GLASSES

© Golovchak R., 2011

Досліджено динаміку наноструктурних перетворень у зістарених халькогенідних стеклах систем As-Se та Ge-Se під час їх нагрівання зі швидкістю 5 К/хв від склоподібного стану до стану переохолодженої рідини. Отримані температурні залежності міжатомних віддалей (R) та фактора Дебая-Уоллера (S_0^2), який пов'язаний з неупорядкованістю, показують значні відхилення від очікуваної лінійної поведінки для атомів Se усіх халькоген-збагачених зразків обох досліджуваних систем (окрім чистого склоподібного селену). До того ж для атомів As і Ge залежності $R(T)$ та $S_0^2(T)$ мають лінійний характер за винятком As-збагачених стекел, де відхилення від лінійності спостерігається і для параметрів ближнього порядку атомів As.

Ключові слова: халькогенідне скло, термоіндуковані наноструктурні перетворення, параметри ближнього порядку.

The *in situ* structural studies are performed to obtain the information on a real-time response of As-Se and Ge-Se network glasses at the nanoscale level of their atomic organization to the temperature ramp through the glass transition range. The results testify nonlinear, real-time temperature response of nearest neighbor distance (R) and Debye-Waller factor (S_0^2) of Se atoms indicative of nanoscale dynamic heterogeneity in disordered systems with intermediate fragility, related to the inter-metabasin transitions within potential energy/enthalpy landscape. On the other hand, the short-range ordering parameters for As and Ge atoms exhibit a near linear temperature dependence except the As-rich samples, where comparable deviations are observed for both constituent chemical elements.

Key words: chalcogenide glasses, thermoinduced nanostructural perturbations, short-range order.

Вступ

Останнім часом для теоретичного опису динаміки неупорядкованих склоутворювальних систем широко використовується поняття енергетичного/ентальпійного ландшафту [1–9]. У межах такого подання стан системи описується точкою на гіперповерхні енергетичного/ентальпійного

ландшафту [2–6], рух якої вздовж самої поверхні повинен повністю описати усі спостережувані фізичні явища. Так, наприклад, відоме явище фізичного старіння скла можна було б описати як рух цієї точки вздовж поверхні ландшафту в напрямку базинів (метабазинів) з меншою вільною енергією (чи конфігураційною ентропією) [10–12]. На спрощеній двовимірній діаграмі цей процес можна зобразити низхідними стрілками, як показано на рис. 1. Очевидно, що система, яка перебуває в будь-якому з нижніх мінімумів функції $F(r_1, r_2, \dots, r_{i-1}, r_i, r_{i+1}, \dots, r_n)$ потенціальної енергії, під час введення енергії ззовні (наприклад, нагрівання скла) повинна пройти через доступні мінімуми в напрямку досягнення термодинамічно рівноважного стану рідини (наприклад, як показано висхідними стрілками на рис. 1). Інакше кажучи, якщо під час довготермінового фізичного старіння скло перебуває в найнижчому з можливих станів при заданій температурі зберігання (наприклад, в метабазині 2 на рис. 1), то під час нагрівання такого скла через температуру розм'якшення (T_g) повинні відбуватись як індивідуальні переходи між базами, так і складніші кооперативні процеси переорієнтації структурних фрагментів, що відповідають за переходи між метабазинами.

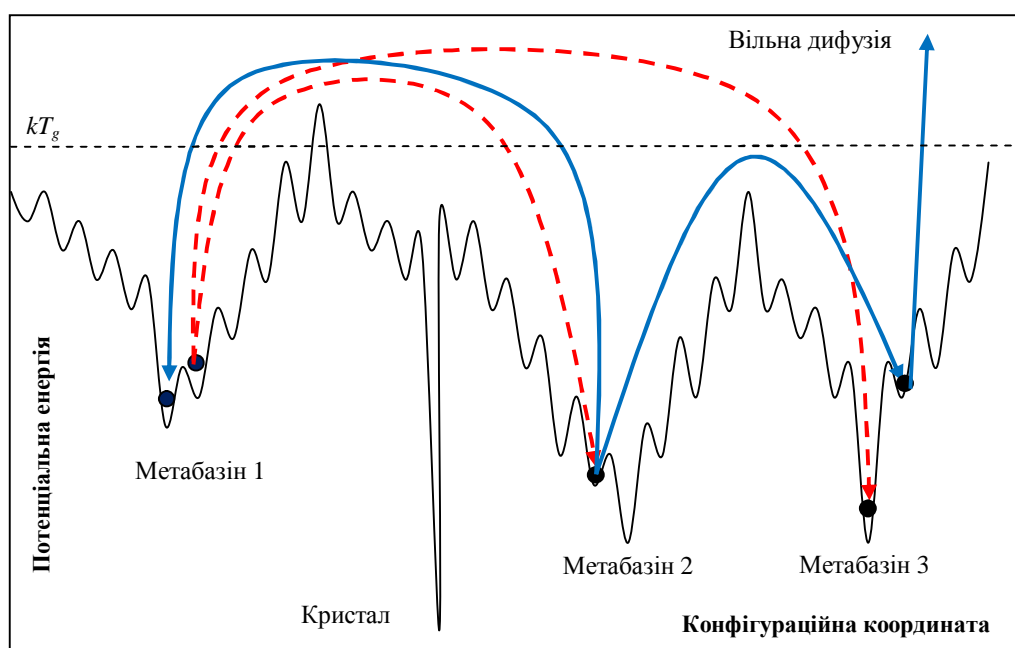


Рис. 1. Двовимірне подання фрагменту гіперповерхні енергетичного/ентальпійного ландшафту, яке схематично показує процеси фізичного старіння (низхідні пунктирні лінії) та перебирання метабазинів системою під час нагрівання (висхідні суцільні лінії). Для спрощеного сприйняття інші можливі переходи між базами та метабазинами не показані

Індивідуальні зміщення атомів з положення рівноваги, які становлять передумову для складніших кооперативних процесів структурної релаксації, можна експериментально зафіксувати як зміни у міжатомних віддальях (R) та факторі Дебай-Воллера (s_0^2) [2, 6], який пов'язаний з невпорядкованістю. Як правило, кооперативні процеси відбуваються на нано-розмірному рівні (~десятки нм) та за достатньо короткий проміжок часу (структурна релаксація при T_g відбувається за час порядку 10–100 с) [6, 13, 14]. Тому, щоб експериментально спостерігати топологічні особливості енергетичного/ентальпійного ландшафту, необхідно мати можливість досліджувати структурні зміни в склі на рівні ближнього і середнього порядку, в реальному часі (як мінімум з секундним часовим розділенням) та в нанорозмірному об'ємі, зважаючи на розмір типових кооперативних областей у склі [13, 14]. Такі загальноприйняті сьогодні структурні методи як рентгенівська, нейтронна чи електронна дифракції, КР, ІЧ чи ЯМР спектроскопія не дають можливості досліджувати наноструктурні області, та й самі вимірювання тривають достатньо довгий період часу (~десятки хвилин) [15–18]. Використання ж інерційних інтегральних методів

призводить до усереднення структурних параметрів як по часу, так і по об'єму, що має своїм наслідком зникнення особливостей енергетичного/ентальпійного ландшафту в експериментальних спостереженнях. Цей факт доведений теоретичними розрахунками молекулярної динаміки, які показують статистичне замиття особливостей енергетичного ландшафту у разі збільшення кількості однорідних атомів у модельній системі [6].

Нещодавні досягнення національної лабораторії Брукхевен (США) в галузі дослідження тонкої структури розширеного рентгенівського поглинання (ТСРРП) дозволило слідкувати за структурними змінами в склі з мілісекундним-секундним розділенням. Це зробило можливим досліджувати динаміку структурних перетворень у склі протягом його нагрівання з постійною швидкістю. Однак проблема фокусування зондувального пучка до нанорозмірів залишилась невирішеною. Отже, якщо неможливо досліджувати нанорозмірні області гомогенної системи, то можна підійти до цієї проблеми, використовуючи гетерогенну схему структурної релаксації. Інакше кажучи, якщо б вдалося утворити скло з ідентичними нанорозмірними «рухливими» областями, які піддаються структурній релаксації, та «нерухливими» областями, які обмежують «рухливі», тобто, для яких енергія активації структурної релаксації істотно відрізняється, то дослідження інтегральним методом таких нанорозмірних областей все ж дало б певну інформацію (усереднену по ансамблю однакових нанорозмірних областей) за умови ідентичності процесів у них. Це можливо реалізувати при селективній чутливості інтегрального методу до «рухливих» та «нерухливих» областей. Метод ТСРРП задовольняє цю умову, оскільки дає можливість прецизійно визначати ближнє оточення (зокрема R та S_0^2) окремо для складових атомів кожного сорту. Залишається лише знайти відповідний об'єкт для досліджень.

Методологія вибору об'єктів та методи досліджень

У випадку ковалентно-пов'язаних структурних сіток попарні кореляції між атомами повністю визначають гіперповерхню енергетичного ландшафту [6]. Тому статистика хімічних зв'язків і комплексів має пряме відношення до топології енергетичного ландшафту. Серед усіх відомих сіткових систем лише халькогенідні стекла (ХС) задовольняють умову реалізації сценарію «рухливих» та «нерухливих» областей, оскільки завдяки широкій області склоутворення дозволяють широкий спектр нестехіометричних складів [19,20]. Тому в роботі використовувались 20-річно зістарені (припускається, що вони перебувають в найнижчому з можливих мінімумів потенціальної енергії при заданій температурі) склоподібні селеніди миш'яку та германію. Спектри ТСРРП записувались щосекунди (рис. 2) протягом нагрівання зразків через область переходу скло-переохолоджена рідина зі швидкістю 5 К/хв.

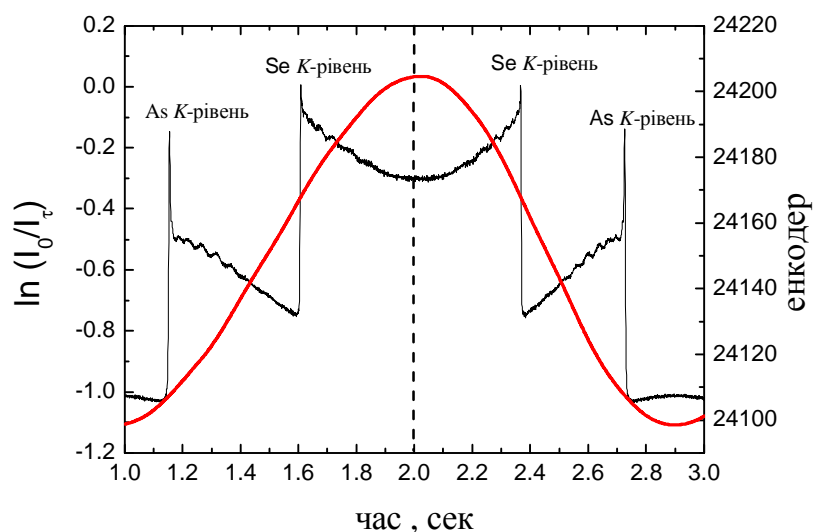


Рис. 2. Типові ТСРРП спектри, записані протягом 1 с для ХС $As_{40}Se_{60}$ в області As і Se K-рівнів

ТСРРП сигнал являє собою модуляцію коефіцієнта поглинання рентгенівського випромінювання (m) як функцію енергії рентгенівських квантів ($E = \hbar\omega$). У межах одноелектронного наближення для $m(k)$ та для моделі плоскої хвилі в ізотропному середовищі ТСРРП m_i можна визначити як [21, 22]:

$$m_i(k) = \frac{m_i(k)}{m_0(k)} = \sum_j \frac{N_j F_j(k) S_0^2(k) \cdot \sin(2kR_j + f_j(k))}{kR_j^2 \cdot \exp\left(\frac{2R_j}{\Lambda} + 2k^2 S_{0j}^2\right)}, \quad (1)$$

де $m_i(k)$ і $m_0(k)$ вклади від однократного відбивання та тла, відповідно (багатократне відбивання вважається неістотним для ТСРРП діапазону); $k \approx 0.512(E-E_0)^{1/2} \text{ \AA}^{-1}$ – хвильове число фотоелектрона, E_0 – порогова енергія (в нашому випадку енергія K -рівня); N_j – кількість найближчих сусідів j -ї координаційної сфери (локальне координаційне число), що розташовані на середній відстані R_j ; $F_j(k)$ – амплітуда відбитої електронної хвилі; $S_0^2(k)$ – фактор зменшення амплітуди відповідно до багатократного відбивання; $f_j(k)$ – фазовий зсув між відбитою та вихідною електронними хвилями; Λ – середня довжина вільного пробігу фотоелектронів і S_{0j} – фактор Дебая-Уоллера, який пов'язаний з неупорядкованістю.

Спектри ТСРРП розділялись окремо для K -рівнів кожного зі складових хімічних елементів, робилась корекція на тло та нормувались за допомогою програми Athena [21, 22]. Виділена таким способом тонка структура спектра рентгенівського поглинання показана на прикладі Фур'є-фільтрованих (Keiser-Bessel функція, вікно 5-13 Å^{-1}) $k^3 c(k)$ осциляцій на K -рівні Se для зразка $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$ при різних температурах (рис. 3, а). ТСРРП спектри після прямого Фур'є перетворення показані також на рис. 3, б для випадку 20-річно зістареного зразка $\text{Ge}_{20}\text{Se}_{80}$. Різниця між ТСРРП спектрами, що записані при різних температурах, помітна навіть неозброєним оком без процедури припасування.

Для того, щоб отримати точнішу інформацію про поведінку структурних поліедрів з температурою, необхідно провести теоретичне моделювання за допомогою програми Artemis [21, 22]. При теоретичному припасуванні експериментальних ТСРРП спектрів шукаються параметри N_j , R_j та S_{0j} , в той час як величини $F_j(k)S_0^2(k)$ та $f_j(k)$ знаходять з теоретичних моделей, які в нашому випадку будувались на основі кристалографічних даних для кристалів As_2Se_3 та GeSe_2 [23, 24]. Оскільки зміни координації складових атомів при заданих температурах не очікується, то параметр N_j фіксувався на рівні 2, 3 і 4 для атомів Se, As та Ge, відповідно. Усі ТСРРП спектри, записані протягом того самого циклу нагрівання, оброблялись однаково.

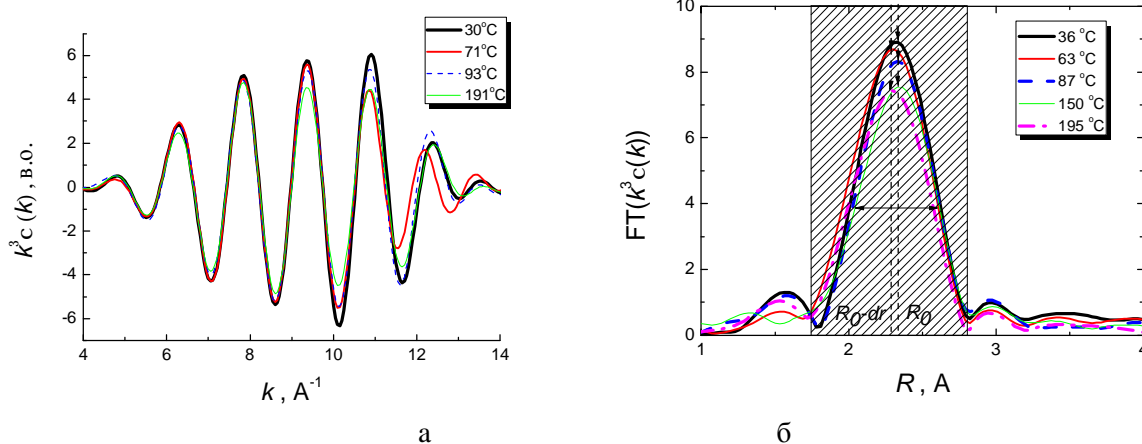


Рис. 3. $k^3 c(k)$ осциляції на Se K -рівні після відповідної Фур'є фільтрації (вікно в k -просторі 5-13 Å^{-1} , Keiser-Bessel функція вікна) для зразка $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$ при характеристичних температурах(а); функції радіального розподілу, отримані після прямого Фур'є перетворення $k^3 c(k)$ осциляцій на Se K -рівні 20-річно зістареного зразка $\text{Ge}_{20}\text{Se}_{80}$ для характеристичних температур. Заштрихована область показує R -вікно першої координаційної сфери, яка використовувалась для припасування моделі в R -просторі (отримання параметрів R та S_0^2) за допомогою програми Artemis(б)

Таке моделювання дає змогу отримати залежності $R(T)$ та $S_0^2(T)$ для досліджуваних ХС. Єдиність розв'язку перевірялась за допомогою аналізу поверхні середньо-квадратичних відхилень (Re_{Chi}) від найкращих параметрів припасування. Виявлено лише один глобальний мінімум розв'язку (рис. 4), при якому середньо-квадратичні відхилення від моделі були найменшими, що свідчить про однозначність інтерпретації отриманих внаслідок теоретичного моделювання даних.

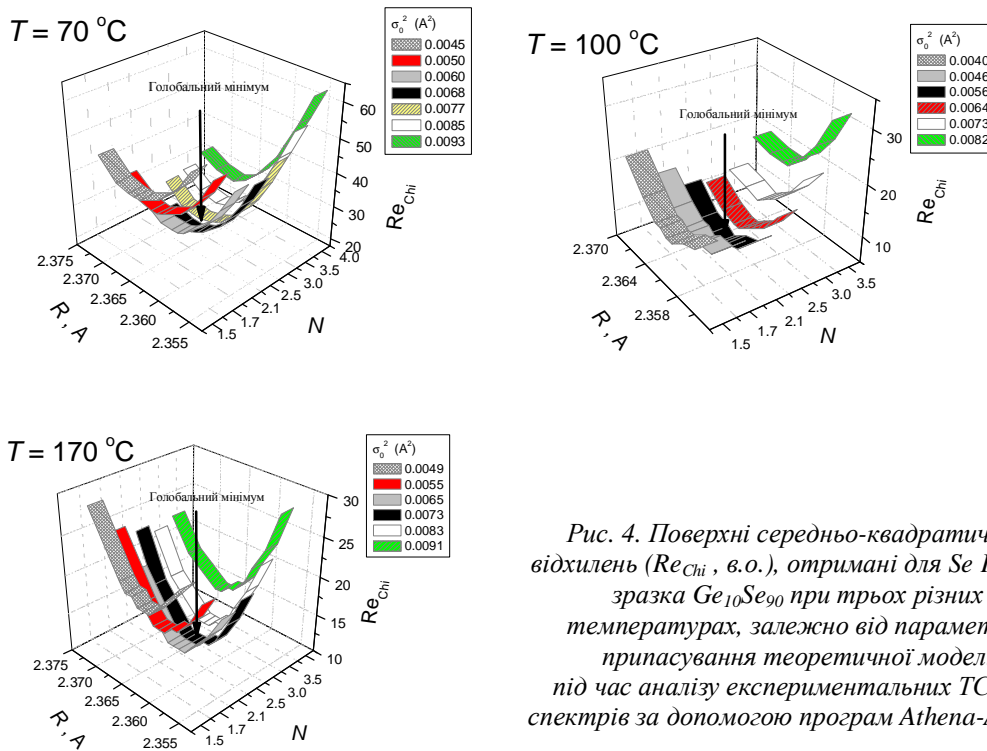


Рис. 4. Поверхні середньо-квадратичних відхилень (Re_{Chi} , в.о.), отримані для Se K-рівня зразка $Ge_{10}Se_{90}$ при трьох різних температурах, залежно від параметрів припасування теоретичної моделі під час аналізу експериментальних TCPPP спектрів за допомогою програм Athena-Artemis

Велика увага приділялась також повторюваності отриманих результатів. TCPPP спектри записувались протягом кількох років і для зразків різного синтезу. Результати цих досліджень наведені на рис. 5 на прикладі 20- та 5-річно зістарених зразків $As_{20}Se_{80}$, отриманих в різних лабораторіях.

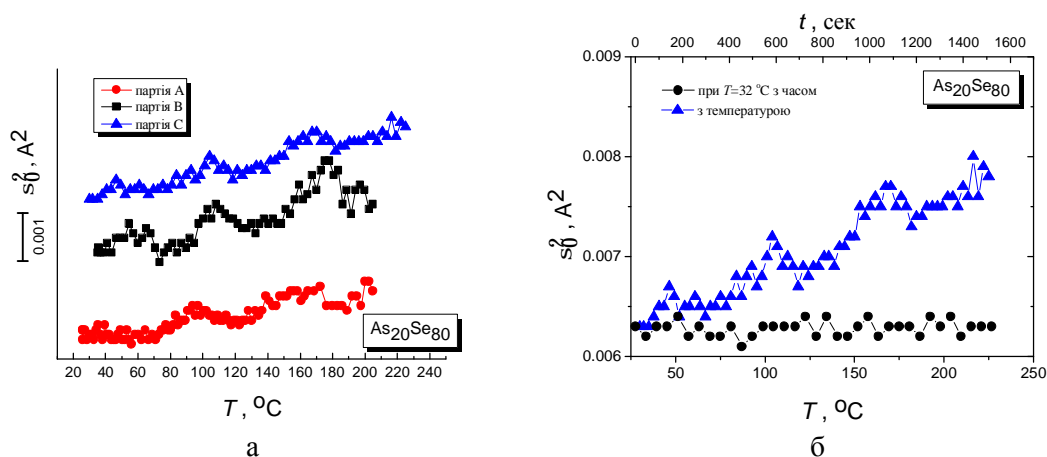


Рис. 5. Порівняння фактора Дебая-Уоллера (а), визначеного зі спектрів TCPPP Se K-рівня зразків $As_{20}Se_{80}$: 20-річно зістарених (партия А); 22-річно зістарених (партия В) – повторний експеримент через 2 роки на зразках того самого синтезу і термічної передісторії; 5-річної давності, але іншого синтезу (партия С). Залежності фактора Дебая-Уоллера (б) для зразків 5-річної давності (партия С) від температури і від часу, з яких можна оцінити статистичну похибку TCPPP вимірювань

Як видно з рис. 5, а, характер залежностей фактору Дебая-Уоллера від температури $S_0^2(T)$ співпадає у всіх цих випадках, що говорить про високу відтворюваність і достовірність отриманих результатів.

Потрібно відмітити, що типова абсолютна похибка ТСРПІ досліджень становить доволі істотну величину (для R вона може сягати від ± 0.005 до ± 0.01 Å) [21, 22]. Однак в нашому випадку для аналізу залежностей $R(T)$ та $S_0^2(T)$ значення має лише статистична похибка, оскільки вимірювання відбувались *in-situ*, тобто температурні залежності ТСРПІ спектрів записувались на одному і тому самому зразку протягом одного циклу нагрівання-охолодження і при незмінних параметрах синхротронного випромінювання. Статистична похибка є набагато меншою, ніж абсолютна похибка ТСРПІ методу і може бути оцінена з рис. 5, б по залежностях фактора Дебая-Уоллера від часу при сталій температурі та при її зміні.

Результати та їх обговорення

Залежності $R(T)$ та $S_0^2(T)$ для Se K -рівня досліджуваних склоподібних селенідів миш'яку та германію показано на рис. 6 та 7, відповідно. Типові залежності $R(T)$ та $S_0^2(T)$, визначені з ТСРПІ спектрів As та Ge, показані на цих самих рисунках на прикладі зразків ХС $As_{50}Se_{50}$ та $Ge_{20}Se_{80}$. Як видно з поданих залежностей, значні відхилення від очікуваної лінійної поведінки фактора Дебая-Уоллера та міжатомної віддалі спостерігаються для атомів Se усіх халькоген-збагачених зразків обох досліджуваних систем (окрім чистого склоподібного селену). До того ж для атомів As і Ge залежності $R(T)$ та $S_0^2(T)$ мають лінійний характер за винятком As-збагачених ХС, де відхилення від лінійності спостерігаються і для параметрів ближнього порядку атомів As (рис. 6, зразок $As_{50}Se_{50}$). Така різниця в поведінці $R(T)$ та $S_0^2(T)$ для атомів халькогену і атомів As та Ge свідчить про те, що основне значення у структурній релаксації мають шарнірні двокоординовані атоми селену.

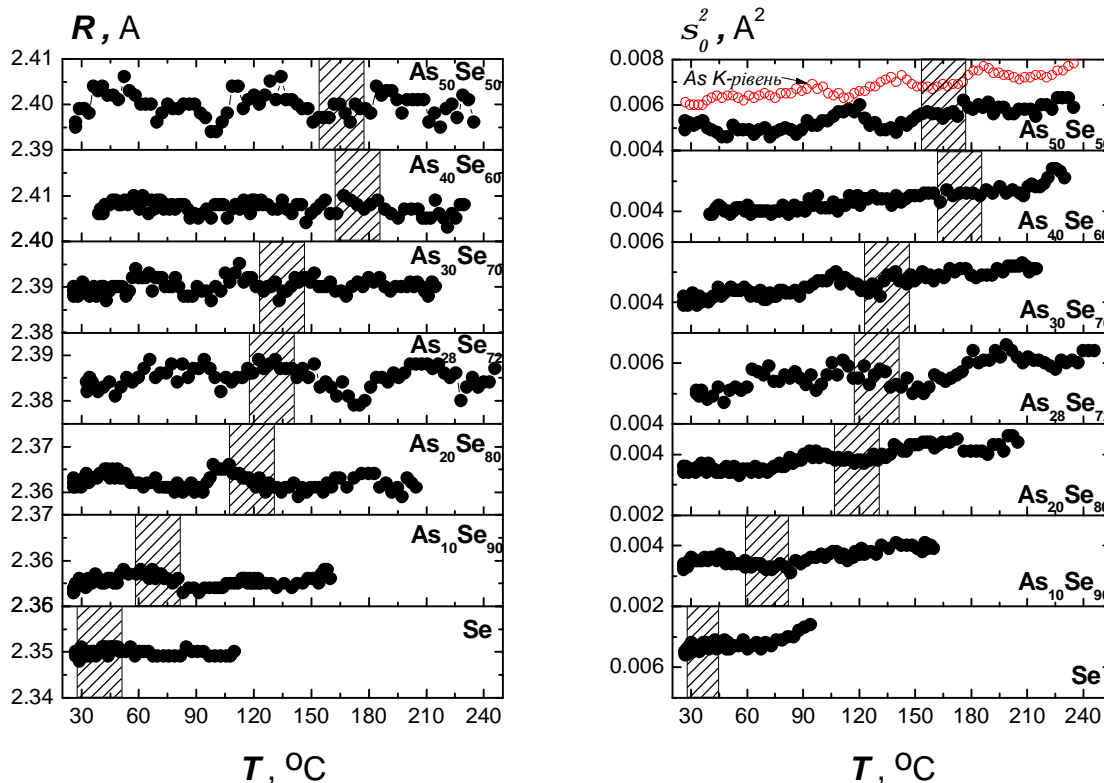


Рис. 6. Температурні залежності відстаней до найближчих сусідів $R(T)$ та фактора Дебая-Уоллера $S_0^2(T)$ для Se K -рівня ХС системи As_xSe_{100-x} , визначених з моделювання в R -просторі відповідних Фур'є трансформованих ТСРПІ спектрів. Для зразка $As_{50}Se_{50}$ показано також температурну залежність фактора Дебая-Уоллера $S_0^2(T)$, отриману з аналізу ТСРПІ спектрів на As K -рівні. Заштриховані області показують інтервал переходу скло-переохолоджена рідина

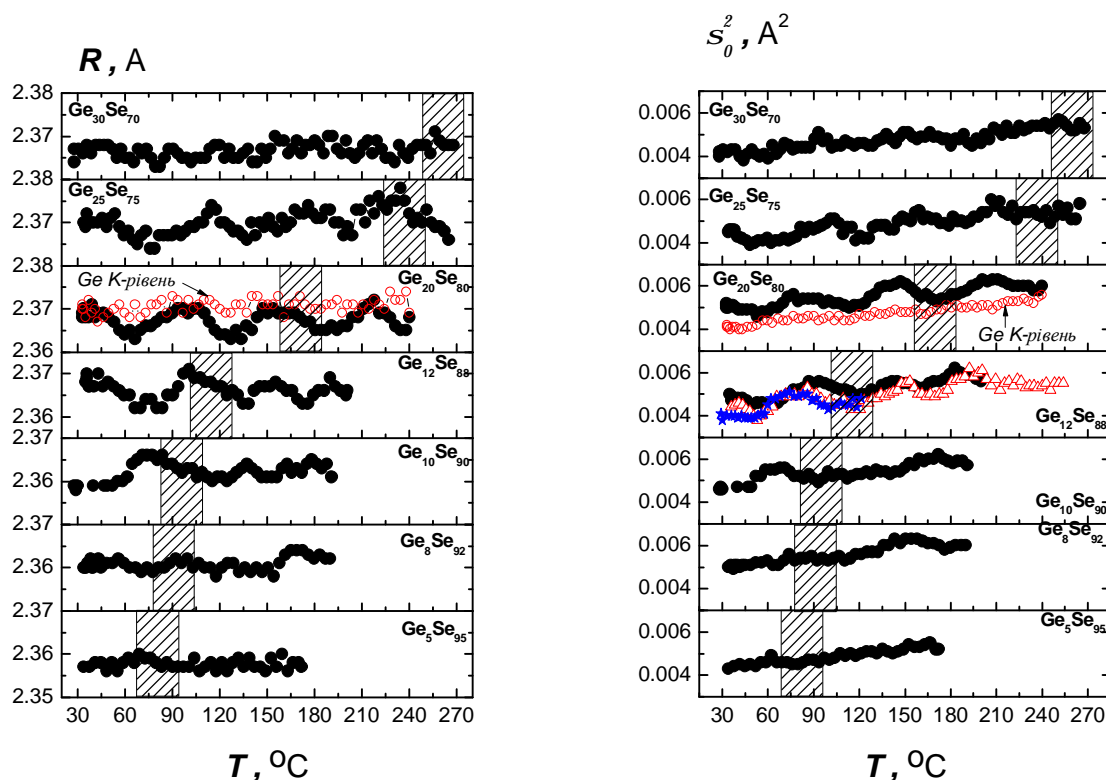


Рис. 7. Температурні залежності відстаней до найближчих сусідів $R(T)$ та фактора Дебая-Воллера $S_0^2(T)$ для Se K-рівня XC системи Ge_xSe_{100-x} визначених з моделювання в R-просторі відповідних Фур'є-трансформованих ТСППІ спектрів. Для зразка $Ge_{20}Se_{80}$ показано також температурні залежності $R(T)$ та $S_0^2(T)$, отримані з аналізу ТСППІ спектрів на Ge K-рівні. Відтворюваність отриманих залежностей показано на прикладі зразка $Ge_{12}Se_{88}$: криві $S_0^2(T)$ записані з інтервалом в 1 рік. Заштриховані області показують інтервал переходу скло-переохолоджена рідина

Щоб пояснити спостережувані особливості, розглянемо детальніше можливі процеси температурного впливу з погляду енергетичного/ентальпійного ландшафту (рис. 8). Збільшення температури неупорядкованої ковалентно-пов'язаної системи призводить до збільшення вібраційної ентропії атомів у структурній сітці [25]. Надлишкова вібраційна енергія може поглинатись атомами структурного каркасу за умови існування відповідних конфігураційних станів для переходу.

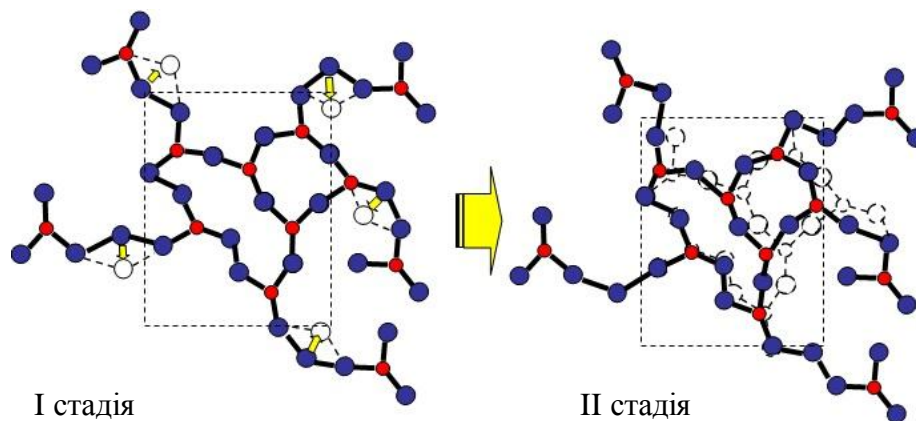


Рис. 8. Схематичне зображення структурної релаксації в склоподібній сітці Se-збагачених XC системи As-Se внаслідок температурного впливу. На першій стадії відбуваються індивідуальні переходи атомів халькогену між характерними конфігураційними станами (переходи між базами), що має своїм наслідком виникнення механічних напружень в їх найближчому оточенні. На другій стадії процесу відбувається кооперативний рух атомів, що веде до переорієнтації більших структурних комплексів (переходи між метабазинами)

Якщо такі переходи між різними конфігураційними станами можливі при заданій температурі, то це зумовить наростання механічних напружень у найближчому оточенні атомів (I стадія, рис. 8), які здійснюють ці переходи [26]. У межах зображення енергетичного ландшафту це означає, що точка, яка описує стан системи, здійснює переходи між індивідуальними базами і наближається до перехідних станів, що розділяють метабази [27]. У разі переходу через такий перехідний стан система змінює свій метабазін шляхом кооперативного руху атомів (II стадія, рис. 8), використовуючи для цього енергію механічних напружень, закумуляовану внаслідок індивідуальних переходів між базами. Після такої структурної релаксації скло перебуватиме деякий час у новому термодинамічно рівноважному стані в межах іншого метабазину, поки подальше збільшення температури не призведе до повторення вищеописаного механізму. Індивідуальні переходи між базами призводять до збільшення кількості атомів халькогену в конфігураційних станах, які не є найбільш енергетично вигідними у цьому метабазіні. Очевидно, що такі стани описуватимуться дещо іншою міжатомною віддаллю ($R_0 \pm dr$), ніж енергетично вигідні конфігурації. Це призведе до зростання фактора Дебая-Уоллера, який напряму пов'язаний з дисперсією віддалі до найближчих сусідів атомів, що здійснюють такі переходи. Після структурної релаксації (переходу між метабазами) система перейде в інший метастабільний стан, що знову характеризуватиметься найбільш енергетично вигідними станами при заданій температурі, а отже, й рівноважними значеннями $R \neq (R_0 \pm dr)$ та, як наслідок, меншими значеннями S_0^2 порівняно з перехідним станом. Отже, спостерігатимуться нелінійності в температурних залежностях $R(T)$ та $S_0^2(T)$.

Порівнюючи статистику структурних комплексів на основі атомів халькогену [19,20] та величину відхилень від лінійної залежності $R(T)$ та $S_0^2(T)$, можна помітити деяку кореляцію між кількістю комплексів Se-Se-As(Ge) та цими відхиленнями. Очевидно, що короткі селенові ланцюги сприяють побудові склоподібної сітки ХС відповідно до моделі «рухливих» та «нерухливих» областей, які є передумовою експериментального спостереження особливостей поверхні енергетичного ландшафту методом ТСРПП. У цьому випадку існування «нерухливих» областей можна пов'язати з пірамідами $AsSe_{3/2}$ і тетраедрами $GeSe_{4/2}$, у той час як рухливі області пов'язані з існуванням коротких ланцюгів Se, що поєднують ці структурні поліедри в склоподібній матриці [19,20].

Висновки

Встановлено, що відклик сіток скла на рівномірне підвищення температури аж до стану переохолодженої рідини (зокрема температуру розм'якшення) може бути нелінійним на наноструктурному рівні. Зокрема, отримані температурні залежності міжатомних віддалей (R) та фактора Дебая-Уоллера (S_0^2), який пов'язаний з непорядкованістю, показують значні відхилення від очікуваної лінійної поведінки для атомів Se у всіх халькоген-збагачених зразках обох досліджуваних систем (окрім чистого склоподібного селену). Для атомів As і Ge залежності $R(T)$ та $S_0^2(T)$ мають лінійний характер за винятком As-збагачених стекел, де відхилення від лінійності спостерігаються і для параметрів ближнього порядку атомів As. Така різниця в поведінці $R(T)$ та $S_0^2(T)$ для атомів Se і атомів As та Ge селен-збагачених стекел свідчить про те, що основне значення в термоіндукованих наноструктурних перетвореннях мають шарнірні двокоординовані атоми селену. Причина нелінійного відклику системи криється в кооперативних процесах релаксації структурних комплексів, що формують сітку скла і відповідають за переходи між метабазами в зображенні енергетичного ландшафту.

1. Goldstein M. J. *Chem. Phys.* – 1969. – **51**. – P. 3728–3739.
2. Stillinger F.H. *Science.* – 1995. – **267**. – P. 1935–1939.
3. Debenedetti P.G., Stillinger F.H. *Nature.* – 2001. – **410**. – P. 259–267.
4. Angell A. *Nature.* – 1998. – **393**. – P. 521–524.
5. Sastry S., Debenetti P.G., Stillinger F.H. *Letters to Nature* – 1998. – **393**. – P. 554–557.
6. Heuer A. *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2008. – **20**. – P. 373101–373157.
7. Mauro J.C., Loucks R.J., Balakrishnan J., Varshneya A.K. *J. Non-Cryst. Solids* – 2007. – **353**. – P. 1268–1273.
8. Greaves G.N., Sen S. *Adv. in Physics.* – 2007. – **56**. – P. 1–166.
9. Middleton T., Wales D. *Phys. Rev. B* – 2001. – **64**. – P. 024205–20.
10. Saiter J.M., Arnoult M., Grenet J. *Physica B.* – 2005. – **355**. – P. 370–376.

11. Golovchak R., Shpotyuk O., Kozdras A., Bureau B., Vlcek M., Ganjoo A., Jain H. *Phil. Mag.* – 2007. – **87**. – P. 4323–4334.
12. Nemilov S.V., Johari G.P. *Phil. Mag.* – 2003. – **83**. – P. 3117–3132.
13. Appignanesi G.A., Rodriguez Fris J.A., Montani R.A., Kob W. *Phys. Rev. Let.* – 2006. – **96**. – P. 057801–4.
14. Vidal Russell E., Israeloff N.E. *Letters to Nature*. – 2000. – **408**. – P. 695–698.
15. Wang Y., Matsuda O., Inoue K., Yamamuro O., Matsuo T., Murase K. *J. Non-Cryst. Solids*. – 1998. – **232–234**. – P. 702–707.
16. Galli G., Migliardo P., Bellissent R., Reichardt W. *Sol. State. Commun.* – 1986. – **57**. – P. 195–198.
17. Federico M., Galli G., Magazu S., Majolino D., Burrattini E. *IL Nuovo Cimento*. – 1988. – **10**, № 4. – P. 425–434.
18. Hoshino H., Yamamoto I., Miyanaga T., Ikemoto H., Endo H. *J. Non-Cryst. Solids*. – 1999. – **250–252**. – P. 478–482.
19. Golovchak R., Kovalskiy A., Miller A.C., Jain H., Shpotyuk O. *Phys. Rev. B* 2007. – **76**. – P. 125208–7.
20. Golovchak R., Shpotyuk O., Kozuyukhin S., Kovalskiy A., Miller A.C., Jain H. *J. Appl. Phys.* – 2009. – **105**. – P. 103704–7.
21. Ravel B., Newvile M. J. *Synchrotron Rad.* – 2005. – **12**. – P.537-541.
22. Newvile M. J. *Synchrotron Rad.* – 2001. – **8**. – P. 96–100.
23. Renninger A. L., Averbach B. L. *Acta Cryst. B*. – 1973. – **29**. – P. 1583–1589.
24. Dittmar G., Schaefer H. *Acta Cryst. B* – 1976. – **32**. – P. 2726–2728.
25. Varshneya A. K. *Fundamentals of Inorganic Glasses*. – Academic Press Inc., New York, 2007.
26. Dyre J.C. *Rev. Modern Phys.* – 2006. – **78**. – P. 953–972.
27. Stillinger F.H. *Phys. Rev. B*. – 1990. – **41**. – P. 2409–2416.