

ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ І СТРУКТУРНО-ЧУТЛИВІ ВЛАСТИВОСТІ РІДКОГО Те З ДОМІШКАМИ 3d ПЕРЕХІДНИХ МЕТАЛІВ

В. М. Склярчук, Ю. О. Плевачук

*Львівський національний університет імені Івана Франка, фізичний факультет
вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, 79005*

(Отримано 4 червня 2004 р.)

Проведено вимірювання електропровідності σ , термо-е.р.с. S і в'язкості η рідкого телуру з домішками 3d перехідних металів у широкому температурному інтервалі в середовищі аргону. Показано, що домішки Ti, V, Cr, Mn знижують σ і незначно підвищують S , а домішки Fe, Co, Ni, Cu підвищують σ і зменшують S . Домішки перехідних металів підвищують в'язкість усіх досліджених розплавів. На базі отриманих результатів зроблено припущення, що додавання 3d металу зі складною зовнішньою електронною конфігурацією приводить до стабілізації при плавленні зв'язків й утворення складних атомних, молекулярних комплексів. Отримані результати $\sigma(T)$, і $S(T)$ інтерпретуються на базі механізму розсіяння електронів провідності на віртуальних зв'язаних станах.

Ключові слова: перехідні метали, термо-е.р.с., електропровідність, в'язкість, гібридизація.

PACS number(s): 66.20.+d, 71.22.+i

I. ВСТУП

Телур у твердому стані належить до напівпровідників. Рідкий телур займає проміжне місце між напівпровідниками й металами, тому розуміння його властивостей є важливим при вивченні розплавів. Незважаючи на численні теоретичні й експериментальні дослідження електронної та молекулярної структури телуру [1–3], її еволюція зі зміною температури все ще остаточно не проаналізована. Структурний розгляд свідчить про те, що деякі елементи кристалічної будови (розірвані молекулярні ланцюжки) зберігаються в рідкому стані й руйнуються при подальшому нагріванні [1]. Вважається, що після плавлення при T_m розплави ще є мікрогетерогенними в деякому температурному діапазоні через збереження двох структур з переважаючими ковалентними й, відповідно, металевими зв'язками. Це явище відоме як ефект післяплавлення і може бути описаним кількісно в межах кластерної моделі [4]. У цій моделі оцінюється значення параметра, який характеризує об'ємну долю мікроділянок, що певною мірою зберігають структуру твердої фази. Оцінити значення величини та її температурну залежність можна з різних структурно-чутливих властивостей, зокрема з в'язкості.

У цій статті ми розглядаємо результати експериментальних досліджень електропровідності, термо-е.р.с. і в'язкості рідкого телуру з домішками 3d перехідних металів. Загальні теоретичні аспекти таких систем у принципі побудовані [5, 6], а для опису електрофізичних властивостей d -станів у таких домішкових станах можна використати процедуру, запропоновану в [7], в основі якої лежить ідея про віртуальні зв'язані стани. Ця процедура розроблена для опису магнетних властивостей домішкових атомів, однак во-

на важлива і для розуміння процесів розсіяння електронів у таких системах.

II. ОСОБЛИВОСТІ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Об'єктами експериментального вивчення були розплави $\text{Te} + 3\%Me$ ($Me = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu}$). Вимірювання в'язкості проведено на автоматизованому, керованому комп'ютером віскозиметрі з поворотним тиглем [8]. Температуру вимірювали за допомогою (Pt–Rh)Pt термопари, розміщеної відразу під поворотним контейнером на мінімально допустимій відстані від його дна. Період і логарифмічний декремент загасання коливань визначали за допомогою оптичної системи. Розрахунок й аналіз періоду та логарифмічного декременту загасаючих крутильних коливань проводили в автоматичному режимі з використанням спеціально розробленої програми, що виключає суб'єктивну складову похибки вимірювань. Розрахунок абсолютних значень в'язкості зроблено згідно з модифікованим рівнянням Роско для зразків циліндричної форми з відкритою поверхнею. Вимірювання проведено в атмосфері $90\%Ar + 10\%H_2$ при швидкостях нагріву–охолодження 120 К/год. Похибка вимірювань не перевищувала 5%.

Вимірювали електропровідність і термо-е.р.с. при високих температурах, тому з метою збереження постійного хемічного складу, а також запобігання процесів випаровування летких компонент експерименти проводили в умовах надлишкового тиску аргону (до 30 МПа). Використано тризонні дворадіусні комірки (радіуси різні, але сумірні), виготовлені з нітриду бору у вигляді вертикальних контейнерів з внутрішньою робочою порожниною. Необхідність таких комі-

рок зумовлена такими чинниками. Вимірювальні комірки, як правило, являють собою діелектричні контейнери з кераміки, у які впресовані графітові зонди. Кераміка практично в усіх випадках пориста. Тому розплав, перебуваючи в контакті зі стінкою контейнера, дифундує в неї. Концентрація дифузанта максимальна на границі “розплав-стінка” й експоненціально зменшується в глибину кераміки. Таким чином, у тілі комірки утворюється розмитий провідний шар, який до певної міри шунтує досліджуваний розплав і приводить до неконтрольованої помилки у визначенні електропровідності. Формування провідного шару можна розглядати як збільшення радіуса досліджуваного зразка на ефективну величину Δr . Під Δr слід розуміти товщину, яку мав би додатковий шар цього зразка, що визначає ефект шунтування, аналогічний до реального. Отже, використана конструкція дозволяє аналітично виключити похибку, зумовлену ефектом шунтування. Докладно цю методику викладено в [9]. Слід зазначити, що ефект шунтування стає суттєвим при тривалих високотемпературних дослідженнях і при певних умовах може вносити похибку до 40%. Термо-е.р.с. виміряно за стандартною методикою при вертикальному градієнті 2–3 град/см. Похибка вимірювання електропровідності не перевищувала 2%, а термо-е.р.с. — 5%.

III. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

В'язкість як функцію $\ln \eta = f(1000/T)$ для досліджених розплавів показано на рис. 1–3. Абсолютні значення попадають у діапазон від 1 до 5 mPa s, що є типовим для розплавів напівпровідників. Виявлено, що домішки 3d перехідних металів по-різному підвищують в'язкість рідкого телуру. Так, невеликі домішки Cu і Co збільшують в'язкість лише на 2–5 %, тоді як такі самі домішки V і Ti підвищують в'язкість майже на 50%. Нагріваючись, в'язкість експоненціально спадає. Значення енергій активації в'язкого потоку, визначені з лінійної частини залежності $\ln \eta = f(1000/T)$, вказують на її зростання при додаванні 3d перехідних металів до чистого рідкого телуру (табл. 1).

Результати експериментальних досліджень електропровідності та термо-е.р.с. телуру з домішками 3d перехідних металів зображено на рис. 4–5. Для кращого розуміння отриманих результатів вони наведені в порівнянні з результатами, отриманими раніше для чистого Te [10]. Експериментальні температурні залежності електропровідності добре узгоджуються з результатами [11, 12], які одержані в ділянці температур від температури плавлення T_m до 1200 К. Систематичних досліджень електропровідності при вищих температурах, а також даних з термо-е.р.с. ми не виявили. Звертає на себе увагу той факт, що характер поведінки електропровідності для всіх досліджених розплавів відображає поведінку електропровідності чистого телуру. Введення домішок Ti, V,

Cr, Mn зменшує електропровідність. Термо-е.р.с. цих розплавів збільшується в дуже незначних межах, приблизно 1–2 $\mu\text{V}/\text{K}$. Термо-е.р.с. є на рівні 14–16 $\mu\text{V}/\text{K}$ в усьому дослідженому температурному інтервалі, проявляючи незначну тенденцію до збільшення при високих температурах. При введенні домішок Fe, Co, Ni, Cu електропровідність зростає, а термо-е.р.с. зменшується. Ефект впливу домішок показаний на рис. 6.

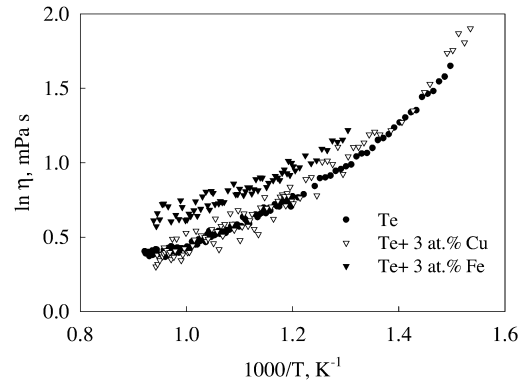


Рис. 1. В'язкість як функція оберненої температури чистого рідкого телуру і з домішками Cu, Fe.

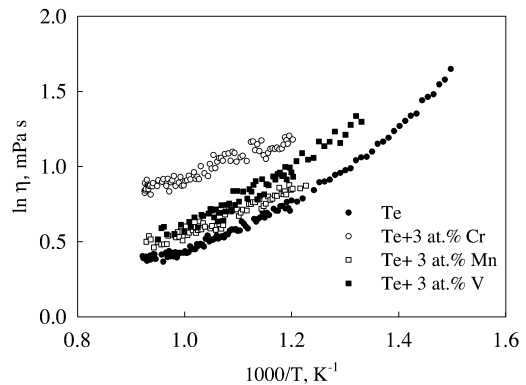


Рис. 2. В'язкість як функція оберненої температури чистого рідкого телуру і з домішками Cr, Mn, V.

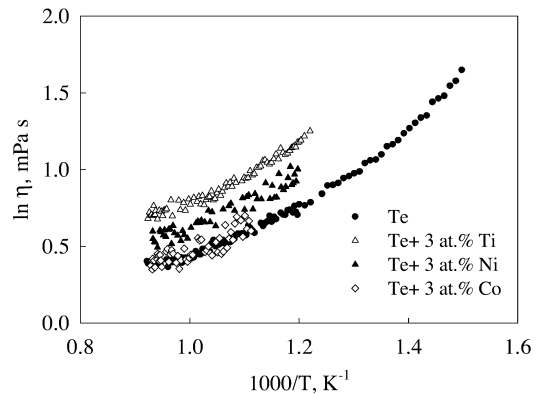


Рис. 3. В'язкість як функція оберненої температури чистого рідкого телуру і з домішками Co, Ni, Ti.

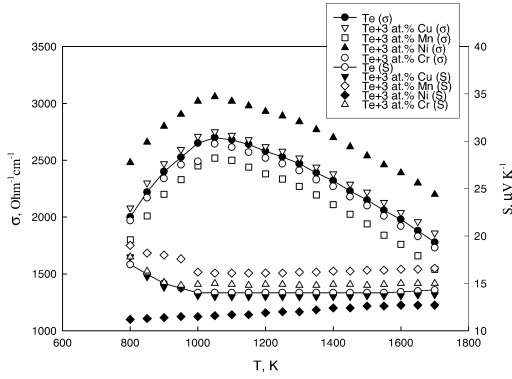


Рис. 4. Електропровідність та термо-е.р.с. як функція температури чистого рідкого телуру і з домішками Cu, Mn, Ni, Cr.

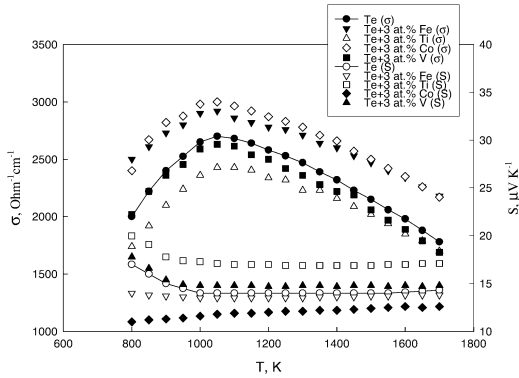


Рис. 5. Електропровідність та термо-е.р.с. як функція температури чистого рідкого телуру і з домішками Fe, Ti, Co, V.

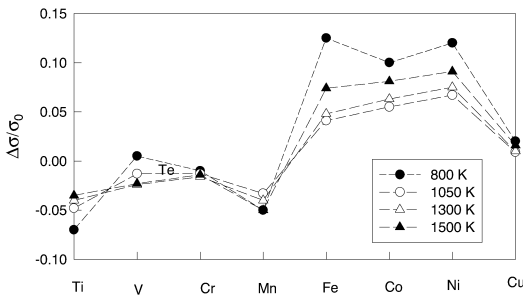


Рис. 6. Вплив 3d елементів на залишкову провідність телуру.

Як видно з рис. 4–5, електропровідність усіх розплавів поводить себе практично однаково, якщо враховувати абсолютні значення. Електропровідність в інтервалі від T_m до 1000 К зростає, від 1000 К до 1200 К слабо залежить від температури, а при подальшому нагріві зменшується. Термо-е.р.с. після плавлення у вузькому температурному інтервалі несуттєво зменшується і практично у всьому дослідженому температурному інтервалі зберігає додатні значення, проявляючи слабу тенденцію до зростання. Така

складна поведінка кінетичних коефіцієнтів для чистого Те була проінтерпретована в роботі [10] в межах модифікованої теорії Займана. Для цього вводили залежний від температури форм-фактор псевдопотенціалу, а також зростаючий з температурою ефективний радіус сфери Фермі. Аналогічну інтерпретацію зроблено у [13]. Однак для наших розплавів застосування теорії Займана приводить до певних ускладнень, зумовлених зміною механізму розсіяння заряду. Ми вже зазначали, що введення домішки перехідних металів повинно зменшувати електропровідність і, відповідно, спричиняти зростання термо-е.р.с. Як видно з отриманих експериментальних результатів, це не зовсім так. Для деяких розплавів це положення справедливе, а для деяких ні.

IV. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

A. Структурна модель рідкого Те з домішками 3d металів

Як згадувалось вище, у рідкому телуру зберігаються елементи кристалічної структури (ланцюги, гвинтоподібні спіралі). Ці залишки кристалічної структури можна вважати циліндричними.

Відомо, що в'язкість суспензії з нерозчинними циліндричними домішками можна описати рівнянням [14]:

$$\eta = \eta_0 \left(1 + \frac{\phi l}{d} \right), \quad (1)$$

де η — експериментальне значення в'язкості, η_0 — “ідеальна” в'язкість чистої рідини (моноатомний Те в нашому випадку), l і d — середня довжина й діаметр ланцюжка, ϕ — об'ємна фракція ланцюжків у розплаві. Рівняння (1) можна застосувати для розрахунку об'ємної фракції ділянок із ланцюговою структурою, якщо середня довжина ланцюжка відома при кожній фіксованій температурі. Проте ця довжина ніколи не є точно відомою і може бути визначена з рівняння:

$$n = \left(\frac{l}{a} + 1 \right), \quad (2)$$

де n — середня кількість атомів у ланцюжку, a — міжатомна відстань. Згідно з EXAFS дослідженнями [1], міжатомна відстань у рідкому Те становить приблизно 2.8 Å. Для спрощення процедури розрахунків уважатимемо, що при певній температурі в рідкій фазі поблизу T_m у рівновазі перебувають два типи структурних складових телуру, а саме — асоційований й атомний. Мольні долі цих складових можна розрахувати, використовуючи таке рівняння [14]:

$$\ln \eta = N \ln \eta_n + (1 - N) \ln \eta_0, \quad (3)$$

де η_n — в'язкість повністю асоційованого розплаву Те, N — мольна доля асоціату в розплаві. За нашим методом, значення η_n , N і η_0 все ще невідомі.

Значення N можна визначити за відносною зміною в'язкості $(\eta - \eta_0)/\eta_0$ і за коефіцієнтом k , який залежить від природи речовини й визначається з експериментальних даних або теоретично. У нашому випадку k становить 0.00101 а. о. м. η_0 можна визначити екстраполяцією високотемпературної ділянки залежності $\ln \eta = f(1000/T)$ на температуру плавлення. Така процедура можлива тому, що для ньютонівських рідин досить точно витримується експоненціальна залежність в'язкості від температури. Значення η_n можна знайти з температурних залежностей густини $\rho(T)$ [10] і в'язкості $\eta(T)$. Якщо проекстраповувати лінійну ділянку залежності $\rho(T)$ на величину густини 6.05 g/cm^3 (густина перед початком плавлення), то отримаємо температуру, при якій моноатомна складова зникне й рідина стане повністю асоційованою, тобто утвориться комплекс $(\text{Te})_n$. Подальша екстраполяція нелінійної частини $\ln \eta$ до цієї температури дозволить отримати η_n . Використовуючи цю процедуру, на базі температурної залежності в'язкості можна оцінити температурну залежність об'ємної фракції ланцюгової структури розплаву (рис. 7). Видно, що перегрів розплаву на 170–180 К вище від T_m приводить до зникнення мікроділянок із ланцюговою структурою. Отримані результати узгоджуються з електрофізичними даними праць [10, 13, 15].

Як уже згадувалось, уведення домішки $3d$ металу збільшує в'язкість й енергію активації. Це, можли-

во, зумовлено тим, що безпосередньо після плавлення атоми телуру зв'язані, в основному, трьома ковалентними зв'язками, один з яких нестійкий. Йони домішки локалізуються на одному зі зв'язків, стабілізуючи тим самим ланцюгову структуру. Свідченням цього є зменшення температури переходу початку лінійної залежності $\ln \eta = f(1000/T)$ у високотемпературну ділянку, що опосередковано підтверджує висновки [5] (див. табл. 1). Зазначимо, що для деяких сплавів такого відхилення від лінійної залежності не спостерігаємо.

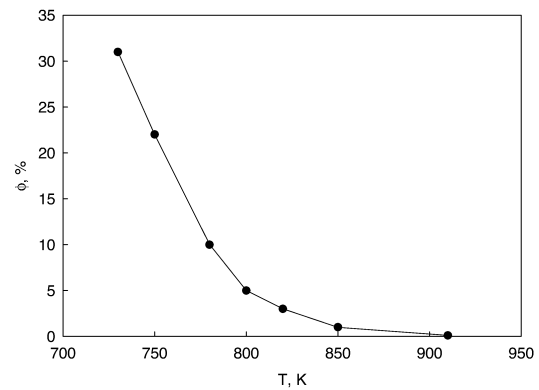


Рис. 7. Температурна залежність об'ємної фракції ланцюжків Te в розплаві.

Розплав	Енергія активації, кДж/моль	Температура початку відхилення в'язкості від лінійної залежності, К
Te	13.6	830
Te+Ti	14.5	910
Te+V	17.5	860
Te+Cr	16.6	
Te+Mn	14.5	
Te+Fe	12.9	860
Te+Co	15.2	
Te+Ni	13.9	
Te+Cu	14.0	840

Таблиця 1. Енергії активації досліджених розплавів, кДж/моль.

Згідно з теорією Френкеля [16], енергія активації в'язкого потоку еквівалентна енергії, необхідній для формування “дірки” в рідині. Тому вважається, що атоми домішки мають сильну взаємодію з атомами телуру на краях ланцюжка. Таким чином, збільшення енергії активації є цілком зрозумілим.

В. Електрофізичні властивості

Поведінка електрофізичних властивостей рідкого телуру з домішками є доволі складною. Річ у тім, що всі домішки належать до елементів з незаповненою $3d$

оболонкою. Для опису d -станів у таких домішкових атомах використовується схема Фріделя–Андерсона, в основі якої лежить ідея про віртуальні зв'язані стани [7]. У таких випадках взаємодія електронів провідності з віртуальними станами описується в термінах теорії резонансного розсіяння. Якщо енергія електрона, що розсіюється, E далека від E_d (E_d — енергія віртуального зв'язаного стану), то відбувається звичайне розсіяння на атомі домішки. При наближенні E до E_d розсіяння стає резонансним. Воно відбувається за два етапи — частинка захоплюється на віртуальний рівень, а потім покидає його через деякий час, що визначається шириною рівня. Тому резонансно збіль-

шується фазовий зсув лише тієї парціальної хвилі, кутовий момент якої дорівнює моментові резонансного стану. Це положення переконливо підтверджено експериментально для чистих Al, Sn, Bi, Sb [17–19]. Експериментальні й розрахункові результати задовільно узгоджуються між собою. Для Те з домішками 3d перехідних металів картина є складнішою. Річ у тім, що згадані викладки приводять тільки до зменшення електропровідності. Ми ж спостерігаємо при високих температурах у розплавах Те з домішками Fe, Ni, Co, Cu збільшення σ . Тобто можна констатувати факт, що домішки 3d перехідних металів у Те дають відхилення $\Delta\sigma$ як у бік збільшення, так і зменшення σ . Така структурна модель, а також електрофізичні дослідження чистого Те показують, що його електронна структура не узгоджується з теорією вільних електронів і зв'язки проявляють певний ступінь ковалентності, що приводить до появи мінімуму на густині станів, а рівень Фермі зміщений у бік валентної зони. На ґрунті цього, розсіяння електронів може бути доволі відчутним і середня довжина вільного пробігу може скорочуватися. У цьому випадку можна використати формули Мотта [20] для провідності і термо-е.р.с:

$$\sigma_0 = \frac{2\pi e^2 \hbar^3}{m^2} L \{ \rho_0(E_f) \}^2, \quad (4)$$

$$S_0 = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3|e|} \left(\frac{\partial \ln \sigma_0}{\partial E} \right)_f, \quad (5)$$

де L — довжина вільного пробігу, $\rho_0(E_f)$ — густина станів на рівні Фермі.

Беручи до уваги існування віртуальних зв'язаних станів, густину d -станів можна задати виразом:

$$\rho_d(E) = \frac{10}{\pi} \frac{\Delta}{(E - E_d)^2 + \Delta^2}, \quad (6)$$

де Δ — ширина віртуального рівня; E_d — енергія d -станів. Тоді кількість локалізованих d -електронів N_d можна записати як:

$$N_d = \frac{10}{\pi} \arctg \frac{E_d - E_f}{\Delta}. \quad (7)$$

Зміна густини станів біля рівня Фермі задається рівнянням, що враховує п'ятиразове орбітальне виродження [21]:

$$\Delta\rho(E_f) = \frac{5c}{\pi} \rho_0(E_f) \frac{d\rho_0(E_f)}{dE} \sin \frac{\pi N_d}{5} = c\Delta\rho_s, \quad (8)$$

де c — концентрація домішкового елемента. Ефект резонансного $s - d$ розсіяння можна записати як зміну довжини вільного пробігу:

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_0} + \frac{c}{V_f \tau_{s-d}}, \quad (9)$$

де L_0 — довжина вільного пробігу в чистому Те; V_f — Фермі швидкість електронів провідності; τ_{s-d} — час релаксації $s - d$ резонансного розсіяння. За умови, що c прямує до 0, формула (9) набирає вигляду:

$$L = \frac{L_0}{1 + \frac{cL_0}{V_f \tau_{s-d}}}. \quad (10)$$

Час релаксації визначаємо з виразу [21]:

$$\frac{1}{\tau_{s-d}} = \frac{20}{\pi \hbar \rho_0} \sin^2 \frac{\pi N_d}{10}. \quad (11)$$

Загальна електропровідність розплаву з перехідними металами аналогічна до рівняння (4) і задається як:

$$\sigma = \frac{2\pi e^2 \hbar^3}{m^2} L (\rho(E_f))^2. \quad (12)$$

Беручи до уваги, що $\rho(E) = \rho_0(E) + \Delta\rho(E)$, рівняння (9) набере вигляду:

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{cL_0}{V_f \tau_{s-d}} \right)^{-1} \left(1 + \frac{c\Delta\rho_s}{\rho_0} \right)^2. \quad (13)$$

При переході до границі, коли c прямує до 0, появу додаткової провідності можна записати так:

$$\frac{1}{\Delta\sigma} = c \left(\frac{L_0}{V_f \tau_{s-d}} - \frac{2\Delta\rho_s}{\rho_0} \right) \frac{1}{\sigma_0}, \quad (14)$$

де перший і другий члени відповідають за резонансне розсіяння та зміну густини станів. Як видно з наших експериментів, можна отримати якісне пояснення результатів на основі формули (14). Однак Fe, Ni, Co, Cu в Те дають збільшення електропровідності. Тому потрібно уважніше розглянути обидва члени в рівнянні (14), які, на наш погляд, є, відповідно, другорядним і головним, тобто перший член менше, а другий — більше впливають на сумарний опір. Ефект другого члена приводить до думки, що стан електронів провідності трансформується внаслідок $s - d$ резонансу в ділянці $d\rho(E)/dE < 0$. Інакше кажучи, швидкість зміни густини станів на віртуальних рівнях і буде визначати збільшення або зменшення додаткового опору. А звідси $d\rho/dE$ визначатиметься розміщенням E_d щодо рівня Фермі. Залишається нез'ясованим питання, чому зі зменшенням електропровідності вище від 1150 К термо-е.р.с. залишається практично постійною. У формулі (4) змінними є тільки довжина

V. ВИСНОВОК

вільного пробігу L і густина станів $\rho(E_f)$. Як показують структурні дослідження [1, 22], L дуже повільно зростає з підвищенням температури. Густина станів зменшується суттєво. Тому добуток $L(\rho(E)_f)^2$, а, відповідно, й електропровідність зменшуватимуться. Формулу (5) перепишемо так:

$$S = -\frac{\pi^2 k_B^2}{3e} T \left(\frac{1}{L(E)} \frac{dL(E)}{dE} + \frac{2}{\rho(E)} \frac{d\rho(E)}{dE} \right). \quad (15)$$

Перший член у дужках рівняння (15) завжди додатний, а другий — від'ємний. Через те, що в ділянці псевдощільни густина станів залежить від енергії за законом, близьким до E^2 , а залежність $L(E)$ виражена слабше, то знак термо-е.р.с. буде позитивним, що ми і спостерігаємо експериментально. Оскільки рівень Фермі зміщений у бік валентної зони [23], то вираз у квадратних дужках рівняння (15) мало змінюється з температурою, тому ми й отримуємо практично незалежні від температури значення термо-е.р.с.

Додавання домішки $3d$ металу до рідкого телуру збільшує в'язкість й енергію активації в'язкого потоку. Це зростання зумовлене локалізацією атомів домішки на краях ланцюжків телуру. Нагріваючись, упорядкована ланцюгова структура тільки частково розчиняється, і з'являється суміш ланцюгових молекул. Їхня довжина зменшується з нагріванням. Протилежний процес відбувається при охолодженні. Модель незалежних зв'язків у рідкому телурі вказує на існування ланцюжків різної довжини з розірваними зв'язками на краях. Така модель передбачає молекулярну конфігурацію з двома напрямленими зв'язками. Однак структурні дослідження виявили стійку конфігурацію з трьома напрямленими зв'язками. Зроблено припущення, що додавання $3d$ металу зі складною зовнішньою електронною конфігурацією дещо відновлює зруйновані зв'язки і зумовлює утворення комплексів, які своєю чергою спричиняють зростання в'язкості. Локалізовані атоми домішки утворюють віртуальні зв'язані стани, що приводить до $s-d$ гібридаційних ефектів. Розсіяння електронів може відбуватися резонансним способом.

-
- [1] Y. Kavakita, M. Yao, H. Endo, *J. Non-Cryst. Solids* **250–252**, 447 (1999).
- [2] J. E. Enderby, A. C. Barnes, *Rep. Progr. Phys.* **53**, 85 (1990).
- [3] H. Endo, *J. Non-Cryst. Solids* **156–168**, 667 (1993).
- [4] В. Глазов. *Неорг. матер.* **32**, 1287 (1996).
- [5] И. А. Вакарчук, Ю. К. Рудавский, Г. В. Понедилко, *Микроскопическая теория жидкого состояния системы магнитных атомов* (Институт теоретической физики АН УССР, декабрь 1980).
- [6] И. А. Вакарчук, Ю. К. Рудавский, Г. В. Понедилко, *Свободная энергия аморфного ферромагнетика с гейзенберговским обменным взаимодействием* (Институт теоретической физики АН УССР, май 1981).
- [7] J. Friedel, *Nuovo Cimento, Suppl.* **7**, 287 (1958).
- [8] F. Herwig, M. Wobst, *Z. Metallkunde* **82**, 913 (1991).
- [9] Yu. Plevachuk, V. Sklyarchuk, *Meas. Sci. Technol.* **12(1)**, 23 (2001).
- [10] V. Prokhorenko, B. Sokolovskii, V. Aleksseev, A. Basin, S. Stankus, V. Sklyarchuk, *Phys. Status Solidi (b)* **113**, 453 (1982).
- [11] S. Takeda, S. Ohno, S. Tamaki, *J. Phys. Soc. Jpn* **40**, 113 (1976).
- [12] S. Ohno, *J. Phys. Soc. Jpn* **55**, 295 (1986).
- [13] R. Barrue, J. C. Perron, *Phys. Lett. A* **89**, 305 (1982).
- [14] Д. К. Белашенко, *Явления переноса в жидких металлах и полупроводниках* (Атомиздат, Москва, 1970).
- [15] M. H. Cohen, J. Jortner. *Phys. Rev. B* **13**, 5255 (1976).
- [16] J. Frenkel, *Kinetic theory of liquids* (Dover, New York, 1955).
- [17] P. Terzieff, J. Auchet. *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 4139 (1998).
- [18] S. Tamaki. *J. Phys. Soc. Jpn* **25**, 1596 (1968).
- [19] В. М. Склярчук, Ю. А. Плевачук, *Неорг. матер.* **39**, 949 (2003).
- [20] N. Mott, E. Davis, *Electron processes in non-crystalline materials* (Clarendon Press, Oxford, 1979).
- [21] S. Ohno, S. Harada, *J. Phys. Soc. Jpn* **49**, 189 (1980).
- [22] Y. Katayama, O. Shimomura, K. Tsuji, *J. Non-Cryst. Solids* **250**, 537 (1999).
- [23] C. Bichara, J.-Y. Raty, J.-P. Gaspard, *J. Non-Cryst. Solids* **205**, 361 (1996).

**ELECTROPHYSICAL AND STRUCTURAL-SENSITIVE PROPERTIES
OF LIQUID Te DOPED BY 3d TRANSITION METALS**

V. Sklyarchuk, Yu. Plevachuk
*Ivan Franko National University of Lviv, Faculty of Physics,
49 Kyrylo i Mephodij St. Lviv, 79005, Ukraine
e-mail: plevachuk@mail.lviv.ua*

Electrical conductivity, σ , thermo-e.m.f., S , and viscosity, η , measurements were performed for liquid Te with admixtures of 3d transition metals in a wide temperature range under ambient pressures of argon gas. It was shown that the Ti, V, Cr, Mn admixtures decrease σ and slightly increase S , while Fe, Co, Ni, Cu increase σ and decrease S . All the transition metal additions increase viscosity. It is suggested that 3d metals with a complicated outer electron configuration lead to bond stabilization during melting and complex atomic cluster formation. The obtained $\sigma(T)$ and $S(T)$ data are interpreted in the frame of the electron scattering mechanism on the virtual bound states.