

ЭЛЕКТРОННЫЕ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

PACS numbers: 72.15.Cz, 72.15.Rn, 73.20.Fz, 75.50.Kj

Слабка локалізація — можлива причина особливостей температурної поведінки електроопору аморфних сплавів на основі кобальту

М. П. Семенько

*Київський національний університет
імені Тараса Шевченка,
фізичний факультет,
вул. Володимирська, 64/13,
01601, МСП, Київ, Україна*

Досліджено та проаналізовано температурні залежності електроопору $R(T)$ аморфних сплавів $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$ ($2 \leq x \leq 20$). Наведено аргументи на користь того, що особливості поведінки $R(T)$ цих сплавів можуть бути пояснені з точки зору не тільки розупорядкованості атомної структури, але й ефектів слабкої локалізації. Розглянуто можливий вплив електронної структури сплавів на ці ефекти.

Исследованы и проанализированы температурные зависимости электросопротивления $R(T)$ аморфных сплавов $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$ ($2 \leq x \leq 20$). Приведены аргументы в пользу того, что особенности поведения $R(T)$ этих сплавов являются следствием не только разупорядоченности атомной структуры, но и эффектов слабой локализации. Рассмотрено возможное влияние электронной структуры сплавов на эти эффекты.

Temperature dependences of the electrical resistivity, $R(T)$, of the amorphous $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$ alloys ($2 \leq x \leq 20$) are investigated and analysed. As argued, the revealed peculiarities in the $R(T)$ curves arise not only due to the disordered atomic structure, but also due to the weak localisation effects. The possible influence of electronic structure of the alloys on these effects is discussed.

Ключові слова: аморфні сплави, електроопір, дифракційна модель, слабка локалізація.

(Отримано 10 грудня 2012 р.; остаточн. варіант — 24 грудня 2013 р.)

1. ВСТУП

Прояв в аморфних металевих системах на основі CoFeB гігантського та тунельного магнетосопротиву (ГМО та ТМО) в останні роки привертає значну увагу до цих матеріалів [1, 2]. Однією з причин цього є мала коерцитивна сила та висока спінова поляризація аморфних металевих сплавів (АМС) CoFeB [3, 4]. Практичне використання таких систем досить тісно пов'язане з їх електротранспортними властивостями, визначення яких переважно проводиться на плівках з таких матеріалів, або більш складних системах. Оскільки властивості плівок значною мірою визначаються технологією одержання і на них значно впливає підкладка, то цілком зрозуміло, що інтерпретація таких результатів може бути складною і неоднозначною. В цьому відношенні слід звернути увагу на інтенсивні експериментальні та теоретичні дослідження електротранспортних властивостей АМС, що були зроблені в останні роки минулого тисячоліття (основні з них підсумовані в [5]). Незважаючи на те, що технологічні особливості також досить сильно впливають на властивості АМС, переважно виготовлених у вигляді стрічок, наприклад, методом спінінгування з розплаву, в той же час накопичений досвід значною мірою міг би допомогти встановленню основних механізмів, що визначають електротранспортні властивості систем, в яких проявляється ГМО та ТМО.

Однак, незважаючи на безперечні успіхи у визначенні механізмів розсіювання електронів провідності в АМС, певні труднощі при інтерпретації експериментальних результатів все ще залишаються. Особливо складна інтерпретація експериментальних результатів АМС на основі перехідних металів, таких як Fe та Co, тобто тих сплавів, які є основою для створення систем з ГМО та ТМО. Зокрема, у деяких АМС на основі Co мінімум електроопору виявляється при температурах навіть вищих за кімнатну [6, 7]. Однак природа такого мінімуму остаточно не встановлена. Сплави, досліджені у [6, 7], є багатокомпонентними, а встановити причини такої аномальної поведінки можна лише в тому випадку, коли відомі адекватні механізми розсіювання носіїв струму у більш простих АМС. Тому в цій роботі досліджено температурні залежності опору АМС складу $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$ ($x = 2-20$ ат. %), які вже розглядаються як «класичні» АМС [5] і досить широко використовуються в системах з ефектами ГМО та ТМО, та проведено їх аналіз з точки зору ефектів слабкої локалізації (СЛ).

2. МАТЕРІАЛИ ТА МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕНЬ

Аморфні металеві сплави заданого складу були виготовлені у вигляді стрічок шириною 10 мм і товщиною 25–30 мкм методом спінінгування з розплаву. Рентгенівські дослідження проводили на

автоматизованому дифрактометрі ДРОН-4 з використанням немонокроматизованого $\text{Co}_{K\alpha}$ -випромінення. Дослідження температурної залежності електричного опору проводили стандартною чотирихточковою методикою в температурному інтервалі 77–950 К.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Попередні дослідження, результати яких висвітлені в [8], показують, що питомий електроопір ρ та температурний коефіцієнт опору (ТКО) не виявляють чіткої залежності при зміні вмісту заліза в АМС. Рентгеноаморфність усіх зразків підтверджується наявністю гало на рентгенограмах в області кутів $2\Theta = 40\text{--}65^\circ$, але між структурними параметрами (ширина гало та його центр ваги) та параметрами, що характеризують транспортні властивості (ρ та ТКО), чітка кореляція відсутня. І, скоріш за все, причиною цього є технологічні чинники.

Характер залежностей $R(T)$ АМС $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$ не змінюється при вмісті в них заліза від 2 до 20 ат.%. Фрагменти кривих $r(T) = R(T)/R_{300}$ для різних температурних інтервалів зображені на рис. 1. Залежності $R(T)$ від 300 К і вище досить близькі до лінійних. Але, як видно з рис. 1, б, для низькотемпературної частини електроопору властива суттєва нелінійність.

Розглянемо температурні залежності електричного опору більш детально, обмежившись лише областю існування аморфного стану. Як приклад, для АМС $\text{Co}_{78}\text{Fe}_2\text{B}_{20}$ така залежність показана на рис. 2. З цього рисунка видно, що при $T > 400$ К чітко проявляється лінійна область на залежності $r(T)$. Така поведінка $r(T)$ характерна і для

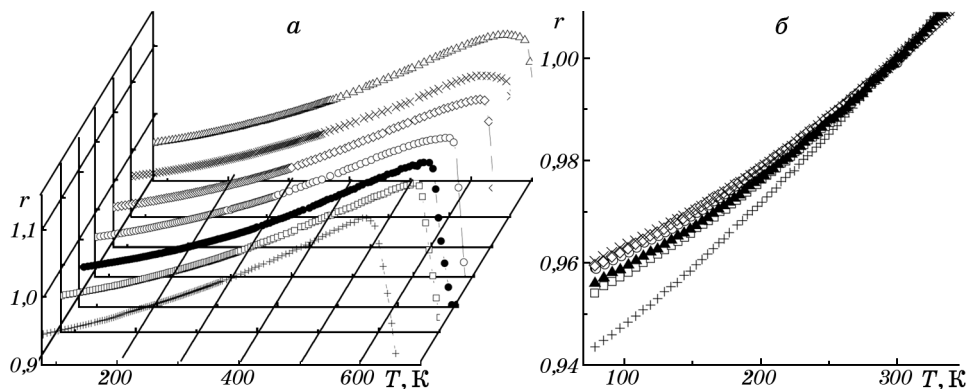


Рис. 1. Залежності $r = R/R_{300}$ від T АМС $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$ в докристалізаційній області (а) та ці ж залежності в інтервалі 77–300 К (б): (+) — $x = 2$ ат.%, (\square) — $x = 4$ ат.%, (\bullet) — $x = 6$ ат.%, (\circ) — $x = 8$ ат.%, (\diamond) — $x = 10$ ат.%, (\times) — 15 ат.%, (\triangle) — 20 ат.%.

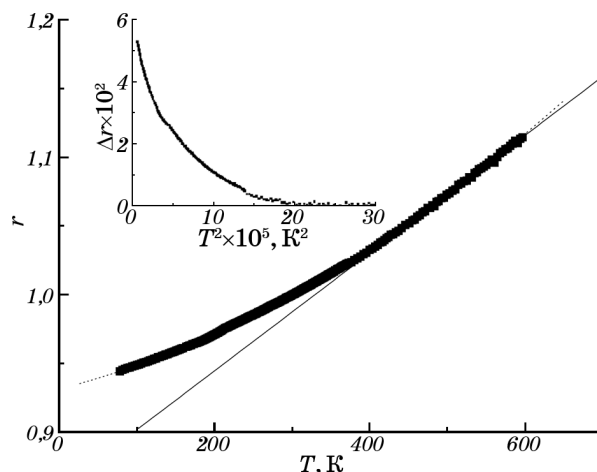


Рис. 2. Залежність $r = R/R_{300}$ від T АМС $\text{Co}_{78}\text{Fe}_2\text{B}_{20}$ (маркери) і її апроксимація прямою лінією. На вставці залежність різниці $\Delta r \times 100$ від T^2 .

інших досліджених АМС.

Якщо аналізувати область від 300 К і вище та знехтувати незначною нелінійністю в околі цієї температури, то лінійна залежність $r(T)$ може бути досить добре інтерпретована з точки зору механізму Фабера–Займана (ФЗ) [5]. Саме ця точка зору лежить в основі розгляду результатів роботи [8] та деяких інших робіт (див., наприклад, [9], де розглядаються АМС $\text{Co}_{80-x}\text{Er}_x\text{B}_{20}$).

Низькотемпературну частину залежностей $r(T)$ можна задовільно апроксимувати рівнянням $r(T) = A + BT + CT^2$ з параметрами A , B та C , які монотонно змінюються з ростом вмісту легуючого компоненту в межах: $A = 0,93\text{--}0,96$, $B = (0,7\text{--}1,6) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ та $C = (2,5\text{--}3,5) \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-2}$. Таку нелінійність можна розглядати з точки зору різних чинників. Наявність члену з T^2 можна приписати і механізму ФЗ. Відповідно цьому механізму $r(T) \propto T^2$ при $T \ll \Theta_D$ (Θ_D — температура Дебая), а при $T > \Theta_D$ $r(T) \propto T$. Тому квадратичний член може виникати при розкладі рівняння ФЗ в ряд по T в проміжній області ($0 \ll T \leq \Theta_D$). Хоча Θ_D для АМС на основі Со складає 320–400 К [10–12], однак у подібних за складом АМС на основі заліза, з досить близькою Θ_D , квадратичний по T внесок значно менший [5, 13]. Тому цю нелінійність досить складно зв'язати з механізмом ФЗ. Квадратичний по T внесок можна віднести і до впливу магнітного розсіювання на електроопір [13]. Однак, цей внесок малий, а зміну нелінійної поведінки на лінійну аж ніяк не можна віднести і до переходу з феромагнітного стану в парамагнітний, як це має місце в типових феромагнетиках [14], оскільки досліджені АМС мають температуру Кюрі, що більша за їх температуру кристалізації.

Для того, щоб перевірити адекватний опис $r(T)$ квадратним рів-

нянням, виконаємо екстраполяцію лінійної високотемпературної області до більш низьких T і віднімемо результат від експериментальної залежності. Виявляється, різниця $\Delta r(T)$ не може бути описана залежністю T^2 , як це повинно бути при описі $r(T)$ квадратним рівнянням. Переконалим доказом цього є нелінійність залежності $\Delta r(T)$ від T^2 (вставка на рис. 2).

Приведені аргументи показують, що існують певні труднощі при використанні традиційних механізмів розсіювання в аморфних системах для інтерпретації температурної залежності електричного опору. А отже, існує підстава для розгляду залежності $r(T)$ в рамках інших механізмів розсіювання.

Аналіз температурної залежності $\Delta r(T)$ всіх досліджених АМС показав, що ця різниця слідує закону $T^{1/2}$ (рис. 3). Оскільки такий характер температурної залежності електроопору передбачається механізмами електрон–електронної взаємодії (ЕЕВ) та слабкої локалізації (СЛ) [15], то це дає підставу розглядати саме ці механізми в якості додаткових механізмів розсіювання. Проте, механізм ЕЕВ, розглянутий вперше Б. Л. Альтшулером і А. Г. Ароновим [16], вимагає наявності когерентності двох різних електронів. Цілком зрозуміло, що такі ефекти будуть суттєвими лише при низьких T (значно нижчих за нижню межу проведених досліджень). Отже цей механізм не може обумовлювати особливості поведінки $r(T)$ досліджуваних АМС. В той же час, механізм СЛ обумовлює квантову поправку до провідності через хвильові властивості електрону, що проявляються на фоні його дифузійного руху при наявності великої кількості джерел пружного розсіювання [15]. Дифузний рух електрону може реалізуватися лише у випадку сильно неупорядкованої

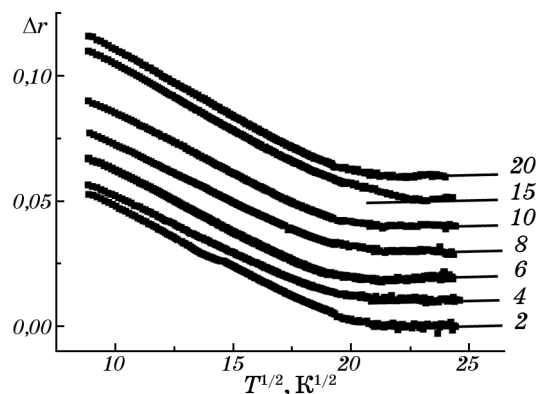


Рис. 3. Залежність Δr від $T^{1/2}$ АМС $Co_{80-x}Fe_xB_{20}$ (цифри біля кривих відповідають відсотковому вмісту Fe в АМС). Для зручності графіки зсунуті по осі Δr на величину $\Delta r_c = 0,01$ один відносно одного в порядку зростання вмісту заліза.

структури, яка притаманна і АМС, а обов'язковою умовою її виникнення є нерівність $l_e < l_i(T)$, де l_e та l_i — довжини вільного пробігу електрона при пружному та непружному розсіюванні відповідно [15]. Отже цей механізм може проявлятися до значно вищих температур.

Спробуємо пояснити особливості одержаних температурних залежностей електроопору в поняттях моделі початкової локалізації [17]. В цій моделі питома провідність описується виразом:

$$\sigma(T) = \sigma_{\text{Б0}} - \sigma_{\text{Б}}(T) + \Delta\sigma_{\text{СЛ}}(T), \quad (1)$$

де $\sigma_{\text{Б0}}$ — температурно-незалежна частина Больцманової провідності та $\sigma_{\text{Б}}(T)$ — її залежність від температури (лінійна в нашому випадку), $\Delta\sigma_{\text{СЛ}}(T)$ — внесок від СЛ, що має вигляд:

$$\Delta\sigma_{\text{СЛ}}(T) \cong \frac{1}{\pi^2} \frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{L_i(T)}. \quad (2)$$

де $L_i(T)$ — дифузна довжина втрати фази, пов'язана з l_e та l_i як $L_i^2 = (1/2)l_e l_i$ [17, 18].

Залежність $\Delta\sigma_{\text{СЛ}}(T) \sim T^{1/2}$ одержується при умові, що $l_i \sim T^{-1}$, теоретично справедливий при $T > \Theta_{\text{д}}$, а на практиці й при $T > \Theta_{\text{д}}/3$ [17, 18].

Для досліджуваних АМС електричний опір в широкому температурному інтервалі описується залежністю:

$$r(T) = a_0 + a_1 T - a_{1/2} T^{1/2}. \quad (3)$$

Оскільки питомий електроопір $\rho = 1/\sigma$, а температурна залежність Больцманівської провідності в АМС слабка та $\Delta\sigma_{\text{СЛ}}(T)$ в досліджуваному температурному інтервалі є малою (див. рис. 3), тобто $\sigma_{\text{Б0}} \gg \gg \sigma_{\text{Б}}(T) + \Delta\sigma_{\text{СЛ}}(T)$, то розклад в ряд $1/\sigma$ по малому параметру з обмеженням лінійними членами такого розкладу дасть нам температурну залежність нормованого електричного опору у вигляді рівняння (3). Причому:

$$a_{1/2} T^{1/2} = \frac{1}{\pi^2} \frac{e^2}{\hbar} \frac{a_0^2 \rho_{300}}{L_i(T)}. \quad (4)$$

Рівняння (4) дозволяє провести оцінку $L_i(T)$ та визначити $l_i(T)$. Оскільки l_e в нашому випадку дорівнює середній міжатомній віддалі, то для його обчислення було використано дані рентгенівської дифракції, що містяться в таблиці (положення 2θ та ширина дифракційного гало w). Відомо [19], що зв'язок між хвильовим вектором максимуму структурного фактору K_p та середньою міжатомною віддаллю r_a у рідких металів становить $K_p r_a \cong 7,73$. Певною мірою це справедливо і для АМС [5]. Величина K_p визначається виразом:

$$K_p = (4\pi/\lambda) \sin\theta, \quad (5)$$

де λ — довжина рентгенівського випромінювання ($\lambda = 0,17902$ нм для Со-випромінювання, що використовувалося при дослідженнях).

Результат розрахунку r_a наведено в таблиці. Ці значення майже однакові для АМС з різним x . Приймаючи, що $l_e \cong r_a$, за рівнянням (4) можна визначити довжину вільного пробігу непружного розсіювання $l_i(T)$ для різних T . Для $T = 100$ К це значення наведено в таблиці. Як видно, умова виникнення СЛ $l_i \gg l_e$ [14] виконується для всіх АМС при 100 К.

З рівняння (4) можна провести оцінку температури T_D , при якій ефекти СЛ будуть зникати. Наближено ця умова виглядає наступним чином: $l_i(T) \cong 2l_e$ (електронна хвиля повинна розсіятися без збою фази і повернутися назад). Значення T_D наведено в таблиці 1. Як видно з таблиці 1 та рис. 1, оцінка T_D досить близька до початку лінійної області на залежностях $r(T)$.

З рівняння (1) можна оцінити температуру T_{\min} , при якій на залежностях $r(T)$ матиме місце мінімум. Це значення внесено в таблицю 1, з якої видно, що T_{\min} змінюється в межах від 41 до 65 К. Нажаль, температурний інтервал досліджень не дозволив перевірити коректність оцінки T_{\min} , але у відповідності з літературними даними [5, 20] цей мінімум виявляється при температурах, близьких до оціночних.

В [21] при аналізі впливу легуючих компонентів на температурну поведінку електроопору АМС на основі заліза було припущено, що особливості $r(T)$, зокрема наявність ефектів СЛ, слід пов'язувати з впливом легуючих компонентів на електронну структуру (ЕС). Роз-

ТАБЛИЦЯ 1. Питомий електричний опір ρ , значення параметрів апроксимації $a_0, a_1, a_{1/2}$ залежностей $R(T)$, положення дифракційного гало (2θ) та його ширина w , середня міжатомна відстань r_a , довжина непружного розсіювання l_i при $T = 100$ К, оціночні значення температур T_D зникнення ефектів СЛ та мінімуму електроопору T_{\min} АМС $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$.

x , ат. %	ρ , мкОм·см	a_0	$a_1, 10^{-4}$ К ⁻¹	$a_{1/2}, 10^{-3}$ К ^{-1/2}	$2\theta, ^\circ$	$w, ^\circ$	r_a , нм	l_i , нм	T_D , К	T_{\min} , К
2	106	0,9625	4,9	6,25	53,71	8,86	0,244	1,24	253	41
4	116	0,9768	4,4	6,33	53,55	8,90	0,245	1,53	312	52
6	109	0,9845	4,3	6,48	53,56	8,50	0,245	1,33	271	57
8	124	0,9814	4,2	6,13	53,51	9,22	0,245	1,89	387	53
10	116	0,9814	4,0	5,90	53,50	9,32	0,245	1,79	365	54
15	129	0,9899	4,4	7,07	53,49	9,23	0,245	1,60	325	65
20	124	0,9828	4,6	6,90	53,37	9,03	0,246	1,50	305	56

глянемо, які є підстави вважати, що саме особливості ЕС досліджених АМС можуть призвести до ефектів СЛ.

У відповідності з результатами розрахунку ЕС (див., наприклад, [4, 22]), аморфний Со є «сильним» феромагнетиком, тобто феромагнетиком у якого рівень Фермі E_F розташований на краю однієї з d -підзон, тобто ця зона заповнена повністю, а інша d -підзона заповнена лише частково. І лише у АМС Со–В виникає незначна кількість вільних d -станів у повністю заповненій зоні за рахунок зсуву рівня Фермі та зміни обмінної взаємодії [22]. Отже, якщо носіями струму є s -електрони, то вони можуть розсіюватися пружно на неупорядкованій аморфній структурі, наприклад, по механізму Фабера–Займана. Оскільки E_F в нашому випадку попадає в d -зону, то крім непружного розсіювання у вільні s -стани, може мати місце розсіювання і у вільні d -стани. Оскільки густина електронних d -станів (ГЕС) $N(E_F)$ є значно вищою, ніж s -станів, то ймовірність такого sd -розсіювання буде досить значною. Слід припустити, що таке розсіювання, як міжзонне, буде мати переважно непружний характер. Розсіювання з перевертанням спінів у АМС на основі Со досить слабе, про що свідчать результати досліджень феромагнітної анізотропії опору, безпосередньо пов'язаної з таким розсіюванням [23]. Оскільки довжина вільного пробігу непружного розсіювання l_i буде обернено пропорційною ГЕС, то з урахуванням того, що для АМС Со–В характерна досить велика відмінність у значеннях $N_{\uparrow}(E_F)$ та $N_{\downarrow}(E_F)$, слід очікувати, що електрони однієї із спінових орієнтацій, наприклад, з ГЕС $N_{\uparrow}(E_F)$, матимуть досить велике значення l_i . В такому випадку саме ці електрони і будуть проявляти ефекти СЛ. Щодо електронів з іншою спіноюю орієнтацією, то при малому значенні l_i вони будуть просто вносити лінійний температурний внесок в електроопір.

Певне підтвердження електронного критерію ефектів СЛ можна отримати на концентраційних залежностях довжини вільного пробігу l_i та ширини дифракційного максимуму w (рис. 4).

Дійсно, відомо, що топологічна та хімічна неупорядкованість, притаманна аморфному стану, обумовлює певне уширення зон, в тому числі й d -зони [24]. Оскільки ширина дифракційного гало певною мірою є відображенням такої неупорядкованості, то цілком зрозумілим стає її зв'язок з процесами непружного розсіювання. Крім цього, оскільки Fe має меншу кількість електронів на зовнішній оболонці, порівняно з Со, то при збільшенні його концентрації слід очікувати зсув рівня Фермі в сторону менших енергій та зменшення обмінного розщеплення, про що свідчить збільшення температури Кюрі в подібних АМС на основі заліза до температур області існування аморфного стану [5]. В такому випадку матиме місце зростання $N_{\uparrow}(E_F)$. Зважаючи на те, що $l_i \sim 1/N_{\uparrow}(E_F)$, то незначний монотонний її спад при $x \geq 8$ ат. % і може бути зв'язаний з таким механізмом (рис. 4, залежність 1). Таке ж монотонне зменшення спостері-

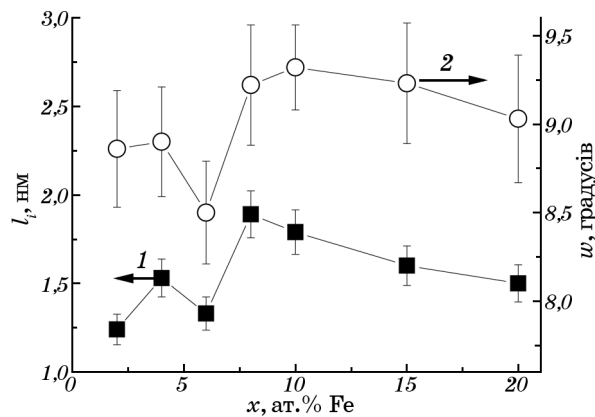


Рис. 4. Концентраційні залежності довжини непружного розсіювання l_i при $T = 100$ К (залежність 1) та ширини дифракційного гало w (залежність 2).

гається і на залежності w від x в цій області концентрацій (див. рис. 4, залежність 2). Нажаль, точно причини такої залежності встановити неможливо, оскільки неупорядкованість значною мірою визначається не тільки складом, але й впливом технологічних факторів. Очевидно, при низьких концентраціях заліза зміна E_F незначна, а немонотонний характер концентраційної поведінки l_i при $x \leq 6$ ат. % може бути обумовлений впливом неупорядкованості на особливості ЕС, про що свідчить і немонотонна залежність w від x в цій області концентрацій.

4. ВИСНОВКИ

Таким чином, аналіз температурних залежностей електричного опору дозволяє пояснити особливості поведінки $r(T)$ АМС Co–В ефектами СЛ, а не іншими, зокрема магнітними, механізмами розсіювання. Зроблено припущення та наведені аргументи, що такі ефекти можуть виникати внаслідок особливостей електронної структури досліджених сплавів. В такому випадку ці ефекти повинні братися до уваги при аналізі особливостей електронного транспорту в системах з ГМО та ТМО.

Робота виконана за підтримки Державного фонду фундаментальних досліджень України (проект № Ф53.2/041).

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА (REFERENCES)

1. D. Wang, C. Nordman, J. M. Daughton, Z. Qian, and J. Fink, *IEEE Trans. Magn.*, **40**: 2269 (2004).

2. N. Wiese, T. Dimopoulos, M. Rührig, J. Wecker, H. Brückl, and G. Reiss, *J. Magn. Magn. Mater.*, **290–291**: 1427 (2005).
3. S. U. Jen, Y. D. Yao, Y. T. Chen, J. M. Wu, C. C. Lee, T. L. Tsai, and Y. C. Chang, *J. Appl. Phys.*, **99**: 053701 (2006).
4. P. V. Paluskar, R. Lavrijsen, M. Sicot, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, *Phys. Rev. Lett.*, **102**: 016602 (2009).
5. *Amorphous Metallic Alloys* (Ed. F. E. Luborsky) (London: Butterworths: 1983).
6. N. G. Babich, N. I. Zakharenko, G. V. Eremenko, and M. P. Semen'ko, *Fizika Metallov i Metallovedenie*, **102**, No. 3: 273 (2006) (in Russian).
7. A. K. Panda, S. Kumari, I. Chattoraj, M. Ghosh, and A. Mitra, *J. Magn. Magn. Mater.*, **308**: 65 (2007).
8. M. I. Zakharenko, G. V. Eremenko, and M. P. Semen'ko, *Bulletin of Kyiv University. Series of Phys.-Math. Science*, **4**: 459 (2004) (in Ukrainian).
9. O. Touraghe, M. Khatami, and A. Menny, *Physica B*, **403**: 2093 (2008).
10. U. Mizutani, M. Hasegawa, K. Fukamichi, Y. Hattori, Y. Yamada, H. Tanaka, and S. Takayama, *Phys. Rev. B*, **47**: 2678 (1993).
11. R. Kuentzler and D. E. G. Williams, *J. Phys. F: Metal Phys.*, **15**: 2283 (1985).
12. U. Mizutani and M. Takeuchi, *J. Phys. F: Metal Phys.*, **16**: 79 (1986).
13. S. N. Kaul, W. Kettler, and M. Rosenberg, *Phys. Rev. B*, **33**: 4987 (1986).
14. S. V. Vonsovskii, *Magnetism* (Moscow: Nauka: 1971) (in Russian).
15. V. F. Gantmakher, *Electrony v Neuporyadochenyh Sredakh* (Electrons in Disordered Media) (Moscow: Fizmatlit: 2005) (in Russian).
16. B. L. Al'tshuler and A. G. Aronov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. (J. Exper. Theor. Phys.)* **77**: 2028 (1979) (in Russian).
17. M. A. Howson, *J. Phys. F: Metal Phys.*, **14**: L25 (1984).
18. T. Zing, T. Richmond, and H. J. Guntherod, *Europhys. Lett.*, **9** (5): 471 (1989).
19. E. I. Kharkov, V. I. Lysov, and V. E. Fedorov, *Fizika Zhydkykh Metallov (Physics of Liquid Metals)* (Kiev: Vyscha Shkola: 1979) (in Russian).
20. J. M. Barandiaran, J. C. Gomez-Sal, J. Rodriguez Fernandez, R. J. Lopez Sanchez, and O. V. Nielsen, *physica status solidi (a)*, **99**: 243 (1987).
21. M. I. Zakharenko, T. V. Kalnysh, and M. P. Semen'ko, *Phys. Met. Metallogr.*, **113**, No. 8: 762 (2012).
22. H. Tanaka, S. Takayama, M. Hasegawa, T. Fukunaga, U. Mizutani, A. Fujita, and K. Fukamichi, *Phys. Rev. B*, **47**: 2671 (1993).
23. M. P. Semen'ko, M. I. Zakharenko, Yu. A. Kunitskyi, V. A. Makara, and A. P. Shpak, *Uspehi Fiziki Metallov*, **10**, No. 2: 133 (2009) (in Ukrainian).
24. I. V. Pluschai, V. A. Makara, M. I. Zakharenko, and O. I. Nakonechna, *Dopovidi AN Ukrainy*, No. 8b: 84 (1999) (in Ukrainian).