

PACS numbers: 61.43.Dg, 72.15.Cz, 75.47.Np, 75.50.Kj, 75.70.Kw, 81.05.Bx, 81.40.Rs

Електроопір та магнетопір аморфних металевих стопів на основі заліза та кобальту

М. П. Семенко, М. І. Захаренко, Ю. А. Куницький*, В. А. Макара, А. П. Шпак**

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
просп. Акад. Глушкова, 2^а,
03022 Київ, Україна*

**Технічний центр НАН України,
вул. Покровська, 13,
03070 Київ, Україна*

***Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульвар Акад. Вернадського, 36,
03860, МСП, Київ-142, Україна*

Розглянуто основні особливості електроопору та магнетопору аморфних металевих стопів на основі Fe, Co та Ni. Проаналізовано основні теоретичні уявлення про механізми розсіяння електронів провідності в цих стопах. Запропоновано феноменологічний модель для опису польових залежностей магнетопору ферромагнетних аморфних стопів. Обґрунтовано параметри такого моделю і показано можливість його застосування для визначення важливих характеристик аморфних стопів.

Salient features of the electrical resistivity and magnetoresistance of the Fe-, Co- and Ni-based amorphous metallic alloys are considered. The analysis of theoretical approaches to the description of scattering mechanisms in these systems is performed. Phenomenological model of the field dependences of magnetoresistance of ferromagnetic amorphous alloys is developed. The parameters of such a model are validated, and the possibility of its application to the determination of key parameters of amorphous alloys is proved.

Рассмотрены основные особенности электросопротивления и магнетосопротивления аморфных металлических сплавов на основе Fe, Co и Ni. Проанализированы основные теоретические представления о механизмах рассеяния электронов проводимости в этих сплавах. Предложена феноменологическая модель описания полевых зависимостей магнетосопротивления ферромагнитных аморфных сплавов. Обоснованы параметры такой модели и показана возможность ее использования для определения важных характеристик аморфных сплавов.

Ключові слова: аморфні металеві стопи, перехідні метали, електроопір, магнетоопір, доменна структура, поле анізотропії.

(Отримано 5 травня 2009 р.)

ЗМІСТ

1. Вступ
2. Електротранспортні властивості аморфних матеріалів
 - 2.1. Особливості електричного опору аморфних металевих стопів
 - 2.2. Механізми електроопору
 - 2.3. Аномалії електроопору АМС
 - 2.4. Магнетоопір феромагнетних АМС
3. Експериментальні результати з електроопору АМС на основі заліза, кобальту та нікелю
4. Феноменологічний модель магнетоопору феромагнетних АМС
 - 4.1. Експериментальні дослідження магнетоопору
 - 4.2. Феноменологічний підхід до опису польових залежностей магнетоопору
 - 4.3. Фактори, що визначають параметри залежностей МО від H
 - 4.4. Перевірка моделю
 - 4.5. Узагальнення моделю
 - 4.6. Практичне застосування моделю
5. Висновки

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ

АМС	— аморфні металеві стопи;
ПМ	— перехідний метал;
М	— металоїд;
ЕС	— електронна структура;
АС	— атомові структура;
ФЗ	— Фабера–Займана (теорія, модель, рівняння);
ТКО	— температурний коефіцієнт опору;
ГЕС	— густина електронних станів;
СЛ	— слабка локалізація;
ЕЕВ	— електрон-електронна взаємодія;
МО	— магнетоопір;
ФАО	— феромагнетна анізотропія опору;
ВЛМ	— вісь легкого магнетування;
СМС	— стохастична магнетна структура;
E_F	— енергія Фермі;
k_F	— хвильове число Фермі;
ρ	— питомий електроопір;

R	— електроопір (абсолютний або відносний);
α	— температурний коефіцієнт опору;
$N(E_F)$	— густина електронних станів на рівні Фермі;
$S(K)$	— структурний фактор;
Θ_D	— Дебайова температура;
T_C	— температура Кюрі;
γ	— коефіцієнт електронної теплоємності;
D	— константа спін-хвильової жорсткості;
$\beta_{\perp(\parallel)}$	— магнетоопір поперечний (подовжній);
β_S	— магнетоопір насичення;
$\Delta\rho/\bar{\rho}_0$	— феромагнетна анізотропія опору;
H	— магнетне поле (зовнішнє);
H_A	— поле анізотропії;
N	— розмагнетувальний фактор;
M_S	— намагнетованість насичення;
$\lambda(\lambda_S)$	— магнетострикція (магнетострикція насичення);
σ	— зовнішні механічні напруження;
σ_i	— внутрішні напруження.

1. ВСТУП

Досягнення останніх років у галузі фізики конденсованого стану тісно пов'язані з розробкою нових матеріалів з високими функціональними характеристиками. Серед цих матеріалів важливе місце посідають металічні системи з різними типами композиційної та топологічної неупорядкованості, в тому числі, і аморфні металеві стопи (АМС). Незважаючи на беззаперечні успіхи у дослідженні неупорядкованих металічних систем, ряд питань залишається нез'ясованим. Зокрема, наявні модельні уявлення про їх кінетичні властивості, в тому числі, і про електроопір, не можуть пояснити всю сукупність експериментальних даних щодо фізичних механізмів формування цих властивостей, їх взаємозв'язку з електронною та атомною структурою. Важливою проблемою, насамперед з точки зору можливостей практичного використання АМС, є з'ясування закономірностей змін функціональних характеристик під дією зовнішніх чинників.

Серед цілого ряду експериментальних метод резистометрія виявилася досить ефективним засобом дослідження процесів, що відбуваються в кристалічних тілах, який дозволив встановити критерії застосовності тих чи інших теоретичних уявлень. Це зумовлено наявністю чітких теорій електроопору для кристалічних тіл, які знайшли експериментальне підтвердження. Такі теорії розроблені і для аморфних матеріалів, і на сьогодні існує цілий ряд робіт, у яких зроблено детальний огляд та класифікацію експериментальних результатів по кінетичних властивостях АМС та проаналізова-

но основні теоретичні моделі, як ті, що використовувалися для кристалічних систем, так і спеціально розроблені для інтерпретації результатів для неупорядкованих матеріалів (див. [1–7]). Однак, загальний висновок, який можна зробити на основі аналізу цих робіт — це відсутність чіткої універсальної теорії для опису кінетичних властивостей АМС. Особливо значні труднощі виникають при інтерпретації експериментальних результатів по електроопору АМС на основі перехідних металів (ПМ), зокрема, АМС на основі заліза та кобальту. Серед усього різноманіття аморфних систем такі АМС представлені чи не найширше, що зумовлено їх унікальними властивостями, перш за все, магнетними, та досить широким застосуванням для технічних цілей в промисловому масштабі.

Втім, таке широке різноманіття цих стопів аж ніяк не означає, що всі питання відносно механізмів формування їх властивостей досконально вивчені і знайшли адекватне теоретичне пояснення. Це стосується, зокрема, і кінетичних властивостей АМС. Зокрема, на сьогодні не існує єдиної думки про роль металоїду (М) у формуванні зони провідності АМС, що тісно пов'язано з проблемою розділення впливу на електронну структуру (ЕС) ефектів, зумовлених некристалічністю матеріалів, та ефектів хімічної взаємодії [8]. Не існує і єдиної думки про вплив на електроопір АМС легувальних компонентів. Досить часто аналіз експериментальних результатів провадиться в рамках певних теорій (Фабера–Займана, Мотта тощо) з використанням припущень, які не мають надійного фізичного підґрунтя і не спираються на аргументовані факти.

Існування цілого ряду невідповідностей між теорією та експериментом стосовно електроопору АМС на основі ПМ досить часто пов'язують із зростанням ролі d -електронів у явищах переносу, хоча чіткі теорії та критерії відносно цього відсутні. Основним аргументом щодо цього є зменшення внеску sp -електронів у провідність через їх сильне розсіяння на неупорядкованій структурі, в результаті чого відносний внесок d -електронів зростає. Останні, до речі, через велику ефективну масу досить слабо визначають електротранспорт кристалічних матеріалів. Однак, якщо неупорядкована структура сильно розсіює sp -електрони, то чому наявність неупорядкованості не впливає на розсіяння d -електронів, хоча згідно з розрахунками та результатами експерименту ширина d -зони при аморфізації зростає досить мало [8, 9]?

Інша проблема — це роль атомових неоднорідностей з різним композиційним та топологічним впорядкуванням, властивих аморфній структурі [10, 11], у розсіянні носіїв електричного струму. Не визначена остаточно роль і так званих технологічних неоднорідностей (які є наслідком умов гартування) у формуванні електричних властивостей [4]. Таким чином, труднощі в інтерпретації результатів по електроопору значною мірою спричинені експериментальними-

ми факторами, як за рахунок особливостей впливу структурної не-впорядкованості на електроопір АМС, так і за рахунок чисто технологічних причин.

Ще одна проблема пов'язана з досить складними критеріями, що висуваються фізиками-теоретикам для перевірки тих чи інших теорій. Такі критерії є або досить складними для використання на практиці, або слабо зрозумілими для фізиків-експериментаторів, що відмічено, наприклад, в [12].

Нижче наведений огляд експериментальних результатів стосовно впливу складу АМС на їх кінетичні властивості та результати аналізу цих результатів з використанням деяких теоретичних уявлень про електроопір та магнетоопір аморфних стопів.

2. ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ АМОΡФНИХ МАТЕРІАЛІВ

2.1. Особливості електричного опору аморфних металевих стопів

Відомо, що концентрація носіїв електричного струму в АМС є величиною того ж порядку, що і в кристалічних стопах (10^{22} см^{-3}), а значення їх питомого електричного опору ρ значно відрізняються. Суттєво відмінними для них є і температурні коефіцієнти опору (ТКО) α . Для АМС ρ , як правило, має значення 100–300 мкОм·см, а ТКО не перевищує $\sim 10^{-4} \text{ К}^{-1}$, причому він може бути додатнім, нульовим і від'ємним. Беззаперечно, що високі значення ρ зумовлені, насамперед, розупорядкованістю атомної структури. Такі значення ρ при малих ТКО суттєво ускладнюють аналіз експериментальних результатів. Дійсно, при $\alpha \sim 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ і $\rho \sim 100 \text{ мкОм·см}$ зміни електроопору $\Delta\rho$ в температурному інтервалі 300 К складатимуть 3 мкОм·см, що складає всього лиш 3% від значення ρ .

На сьогодні накопичено багато експериментальних даних по кінетичних властивостях, зокрема і по електричному опору АМС. Аналіз показує, що поведінка $\rho(T)$ для більшості з них при високих температурах ($T > \Theta_D$) подібна до відповідних залежностей для рідкого стану. Це вказує на те, що незважаючи на відсутність періодичної структури, до них можна застосувати модель майже вільних електронів. Іншими словами, аморфний стан, певною мірою, можна вважати замороженою рідиною і до нього застосовувати всі теоретичні підходи, справедливі для рідкого стану.

Як показує аналіз, досить рідко характер залежностей $\rho(T)$ пояснюється в рамках лише одного механізму розсіяння. Зазвичай вважається, що за наявності декількох механізмів розсіяння величина ρ за правилом Матіссена визначається як сума структурного ρ_C та додаткового ρ_D внесків. Досить часто визначення додаткових фізичних механізмів електроопору здійснюють шляхом виділення із

загального електроопору складової $\rho_d(T)$ та аналізу її температурної залежності (як правило, її приймають степеневу T^n). На жаль, якщо $\rho_d < \rho_c$, то досить важко надійно визначити характер залежності $\rho_d(T)$ навіть в тому випадку, коли точність вимірювання значно вища за $\Delta\rho$. Особливо складно розділити внески різних механізмів, якщо значення n для них слабо відрізняються (наприклад, $n = 3/2$ і $n = 2$, що характерно для різних магнетних механізмів розсіяння). Тому чисельна аналіза навряд чи може бути адекватним підтвердженням існування того чи іншого механізму ρ_d .

Наявність особливих механізмів розсіяння носіїв саме в аморфному стані є не єдиною причиною складності інтерпретації експериментальних результатів. Як відомо, аморфний стан за своєю природою є метастабільним і може характеризуватися цілим набором атомних конфігурацій, тобто різним характером топологічного та хімічного впорядкування. Тому підхід до аморфного стану як деякого гомогенного середовища видається певною мірою спрощеним. Атомну структуру аморфного стану слід скоріше розглядати як гетерофазне (стохастичне) середовище, причому, в кожній із його умовно гомогенних областей мають місце флюктуації параметрів ближнього впорядкування. Тому, як і інші властивості, наприклад, магнетні [13], транспортні властивості АМС виявляються досить чутливими до розмірних факторів, які зумовлені різними умовами гартування розтопу [14], структурною релаксацією АМС [15], змінами в локальних атомних конфігураціях [16], тощо. Через вказані вище причини аналіза експериментальних даних з електроопору АМС досить складна, і в більшості випадків має лише якісний характер.

2.2. Механізми електроопору

Розтопи простих металів стали першим прикладом некристалічних матеріалів, для яких було розвинуто теоретичні уявлення про кінетичні властивості. Вперше теорія електроопору таких систем була запропонована в роботах [17, 18]. Згідно з цим, так званім дифракційним модельом Фабера–Займана (ФЗ), питомий електричний опір ρ можна подати у вигляді [1–3, 19, 20]:

$$\rho \approx \frac{2\pi m \Omega_0}{\hbar e^2 E_F} S(2k_F) |V(2k_F)|^2, \quad (1)$$

де m — маса електрона, e — його заряд, k_F — Фермієве хвильове число, $N(E_F)$ — густина станів на рівні Фермі E_F , $S(K)$ — структурний фактор, $V(2k_F)$ — псевдопотенціал, \hbar — Планкова стала, Ω_0 — атомовий об'єм. Рівняння (1) досить добре описує електроопір цілої низки рідких простих металів та стопів на їх основі [19], а тому його

досить часто використовують і для інтерпретації транспортних властивостей АМС [1–3].

Еванс, Грінвуд і Ллойд [21] розширили ідею дифракції електронів на перехідні метали, замінивши слабкий йонний потенціал $V(K)$ на t -матрицю, яку можна одержати, наприклад, методом ЛМТО. З урахуванням того, що для перехідних металів d -фазовий зсув $\eta_2(l=2)$ при E_F є домінуючим, то для питомого значення електричного опору можна записати [20]:

$$\rho = \left(\frac{30\pi^3 \hbar^2}{me^2 \Omega_0 k_F^2 E_F} \right) \sin^2(\eta_2[E_F]) S(2k_F). \quad (2)$$

Це рівняння отримало назву рівняння Еванса–Грінвуда–Ллойда або ЕГЛ-рівняння.

Таким чином, температурна залежність ρ визначатиметься температурною поведінкою структурного фактора [1–3, 19, 20], а саме значення ρ буде залежати або від псевдопотенціалу (рівняння (1)), або від деякого «теоретичного» параметра η_2 (рівняння (2)), який досить складно зв'язати з певною експериментальною величиною. Іншою причиною, що ускладнює таку аналізу, є вибір параметрів k_F та E_F , точні значення яких для ПМ невідомі, що обумовлює неоднозначність інтерпретації експериментальних результатів. Особливістю обох рівнянь є неявна залежність від густини електронних станів (ГЕС) на рівні Фермі $N(E_F)$.

В рамках дифракційного моделю найбільш розповсюдженим наближенням для опису температурної залежності структурного фактора $S(K)$ є формула [22]:

$$S(K) = 1 + [S_0(K) - 1] e^{-2[W(T) - W(0)]}, \quad (3)$$

де $S_0(K)$ — структурний фактор при абсолютному нулі температур (геометричний структурний фактор), а $e^{-2[W(T) - W(0)]}$ — ефективний фактор Дебая–Валлера.

Температурна залежність електричного опору обумовлена залежністю від температури фактору Дебая–Валлера і в Дебайовому наближенні $W(T)$ має вигляд [23]:

$$W(T) = 4W(0) \left[\frac{T}{\Theta_D} \right]^2 \int_0^{\Theta_D/T} \left(\frac{1}{e^z - 1} + \frac{1}{2} \right) z dz, \quad (4)$$

де

$$W(0) = \frac{3}{8} \frac{\hbar^2 K^2}{M k_B \Theta_D}, \quad (5)$$

K — вектор розсіяння, M — маса атома, Θ_D — температура Дебая, k_B

— Больцманнова стала.

Для розрахунку температурної залежності $W(T)$, як правило, використовують наближені формули, справедливі в граничних випадках [24]:

$$W(T) \cong W(0) + 4W(0) \frac{\pi^2}{6} \left[\frac{T}{\Theta_D} \right]^2, \quad T \ll \Theta_D, \quad (6)$$

$$W(T) \cong W(0) + 4W(0) \left[\frac{T}{\Theta_D} \right], \quad T \geq \Theta_D. \quad (7)$$

Однак, як було показано в [25], при розрахунках за формулою (7) розбіжність одержаних значень $W(T)$ при $T = \Theta_D$ від реальних може досягати 60%. В цій роботі було запропоновано використовувати для розрахунків $W(T)$ формули, одержані шляхом розкладу підінтегрального виразу (4) в ряд. Як наслідок, було одержано досить добре узгодження результатів розрахунку ρ для АМС системи Ni–Zr з різним співвідношенням компонентів. Однак, використання рядів досить незручне для аналізу експериментальних даних. В [26] відмічалось також, що для $T \geq \Theta_D$ наближення (7) досить грубе і була запропонована інша асимптотична поведінка $W(T)$, а саме:

$$W(T) \cong 4W(0) \left[\frac{T}{\Theta_D} \right], \quad T \geq \Theta_D. \quad (8)$$

В цьому випадку наближення (6), справедливе для низьких T , залишається незмінним.

Оцінка $W(0)$ за співвідношенням (8) при типових для металічних стекел значеннях параметрів $\Theta_D = 300$ К, $M \approx 8 \cdot 10^{-27}$ кг та $E_F \approx 10$ еВ дає значення $W(0) \approx 0,013$ [26]. Іншими словами, $W(0) \ll 1$, тому експоненту в (3) можна розкласти в ряд та одержати асимптотику $S(K)$, а відповідно, і ρ з використанням формул (6) та (8) [26]:

$$S(K) \cong S_0(2k_F) + \left(\frac{2\pi}{\Theta_D} \right)^2 \frac{W(0)}{3} [1 - S_0(2k_F)] T^2, \quad T \ll \Theta_D, \quad (9)$$

$$S(K) \cong S_0(2k_F) - 2W(0)[1 - S_0(2k_F)] + \frac{8W(0)}{\Theta_D} [1 - S_0(2k_F)] T, \quad T \geq \Theta_D. \quad (10)$$

З урахуванням рівнянь (1), (2), вираз для ρ матиме простий вигляд $\rho = CS(K)$, де C — деяка величина, що майже не залежить від T . Тому температурна поведінка ρ буде визначатися асимптотичною поведінкою структурного фактора.

Асимптотику $S(K)$ у вигляді рівнянь (9), (10) досить часто вико-

ривують для визначення Θ_D АМС за температурними залежностями електроопору. У відповідності з цими рівняннями, температурну залежність електричного опору для зазначених температурних інтервалів можна апроксимувати виразами:

$$\rho(T) = a_0 + a_2 T^2, \quad T \ll \Theta_D, \quad (11)$$

$$\rho(T) = b_0 + b_1 T, \quad T \geq \Theta_D. \quad (12)$$

З урахуванням асимптотичної поведінки $S(K)$ (див. рівняння (9)–(10)), при відомих коефіцієнтах, які характеризують температурну залежність електричного опору, легко одержати вираз [24, 25]:

$$\Theta_{D1} = \frac{\pi^2 b_1}{6 a_2}, \quad (13)$$

який можна використати для знаходження температури Дебая [24, 25].

Однак, якщо асимптотика $S(K)$ описується рівняннями (8)–(9), то при відомих апроксимувальних коефіцієнтах $\rho(T)$ можна записати ще два вирази для Θ_D :

$$\Theta_{D2} = 4 \frac{a_0 - b_0}{b_1}, \quad (14)$$

$$\Theta_{D3} = 2\pi \sqrt{\frac{a_0 - b_0}{3a_2}}. \quad (15)$$

Всі ці вирази мають бути еквівалентні по своїй суті, проте лише рівняння (13) використовують на практиці для знаходження Θ_D [24–28], а застосування виразів (14) та (15) та порівняння одержаних величин Θ_{D1} , Θ_{D2} та Θ_{D3} в літературі відсутні, хоча саме порівняння цих значень може дати найбільш повну інформацію про застосовність теорії ФЗ.

Мотт у роботі [29] критично ставився до розгляду провідності в рідких перехідних металах в рамках моделю Займана та його модифікацій. Підставою для цього було те, що зміна ρ при топленні складе 0,01 та 0,09 для Fe та Co відповідно. Але оскільки атомові радіуси цих двох елементів відрізняються незначно, то їх електричний опір не повинен був би так сильно залежати від структурного фактора. Тому він запропонував, як і для кристалічних ПМ, розглядати два типи носіїв з різними рухливостями та ефективними масами: *sp*- та *d*-електрони. Через те, що *sp*-електрони, які в основному дають внесок у провідність, можуть розсіюватися у незайняті *d*-стани, розміщені поблизу рівня Фермі, то ймовірність такого роз-

сіяння повинна бути пропорційна густині d -станів на поверхні Фермі $N_d(E_F)$. Оскільки d -зона порівняно вузька, а $N_d(E)$ велика і сильно змінюється навіть при незначній зміні енергії, то останнє може викликати досить значні зміни електричного опору. В моделью Мотта значення ρ подається як [30]:

$$\rho = \frac{24\pi^4 \hbar \Gamma N_d(E_F)}{e^2 K_0 k_F^3}, \quad (16)$$

де k_F — хвильове число Фермі, Γ та $E_0 = (\hbar K_0)^2 / (2m)$ — ширина та енергія d -резонансу.

Грунтуючись на деякі експериментальних фактах та розрахунках ρ , виконаних Еспосіто та ін. [31] в рамках дифракційного моделю ФЗ та Фуджіварі [32] в рамках моделю Мотта, у роботі [20] зроблено порівняння цих двох теорій, яке, утім, не дозволяє надати однозначної переваги будь-якому із цих моделей. Якщо теорія Мотта дає досить добре узгодження розрахункових значень, то теорія ФЗ може пояснити ряд експериментальних фактів, таких як вигляд температурної залежності ρ , вплив легувальних компонентів для ряду АМС, тощо.

В [1] зазначено, що розрахунки, виконані за теорією ФЗ для розтопів Ge з Fe, Co та Ni, корелюють з експериментом тільки тоді, коли як «парціальні структурні фактори» приймаються експериментально знайдені структурні фактори чистих компонентів та розтопу сполуки Fe_3Ge_3 . В [33] теорію ФЗ використано для розрахунків низьки рідких ПМ з урахуванням спінової поляризації В цілому одержано краще наближення до експериментальних значень. Проте розрахунки для термо-ЕРС не дають бажаного наближення. Дещо новий, і певною мірою специфічний підхід до розрахунків електроопору і термо-ЕРС, який базується на теорії ФЗ, викладено в [34]. Однак і він не дає остаточної відповіді про коректність використання теорії ФЗ до аналізу електроопору АМС.

2.3. Аномалії електроопору АМС

Серед аномалій температурної поведінки ρ на особливу увагу заслуговує наявність мінімуму електроопору, який не може бути пояснений ні із використанням теорії ФЗ, ні з використанням теорії Мотта. Температура такого мінімуму $T_{\text{мін}}$, як правило, мала і складає кілька десятків кельвінів. В той же час, існують системи, в яких подібний мінімум виникає при відносно високих температурах. Це стосується, зокрема, АМС $\text{Cr}_x\text{Pd}_{80-x}\text{Si}_{20}$ та $\text{Mn}_x\text{Pd}_{80-x}\text{Si}_{20}$ [35]. Подібні ефекти спостерігалися і для інших стопів (див. [36]). Логарифмічна залежність електричного опору від температури, що спостерігається в АМС при низьких T , дещо подібна до Кондо-ефекту в кристалі-

чних металах [37]. Саме така точка зору і відстоюється в [34] для пояснення результатів для АМС $\text{Cr}_x\text{Pd}_{80-x}\text{Si}_{20}$ та $\text{Mn}_x\text{Pd}_{80-x}\text{Si}_{20}$.

Разом з тим, в аморфних стопах така залежність спостерігається навіть при феромагнетному впорядкуванні, що не сумісне з ефектом Кондо [37]. Так, на рис. 1 наведено температурні залежності нормованого електричного опору $\Delta R/R = [R(T) - R(4,2 \text{ К})]/R(4,2 \text{ К})$ АМС системи $\text{Fe}_{80-x}\text{Cr}_x\text{B}_{20}$ з вмістом хрому від 0 до 32 ат. % [38], які при $x = 0-27$ ат. % є феромагнетними, а при $x > 29$ ат. % переходять у стан спінового скла. Як видно, при вмісті Cr у 2, 5, 10 і 15 ат. % на цих залежностях виявляються аж два мінімуми, в той час як при інших концентраціях хрому мінімум лише один. Крім того, при $x > 20$ його положення зсувається в бік менших T .

На сьогодні існує кілька моделей, які дозволяють пояснити природу такого мінімуму в аморфних системах. Одні з них вважають, що цей ефект за своєю природою є повністю магнетним, а атомна структура впливає на нього лише опосередковано. В той же час, в рамках інших моделей мінімум електроопору вважається структурно індукованим. Детально такі моделі проаналізовано в [1-3, 5].

Серед механізмів розсіяння, що можуть призвести до появи мінімуму на залежностях $\rho(T)$, на особливу увагу заслуговують слабка локалізація (СЛ) та електрон-електронна взаємодія (ЕЕВ). Ці механізми є наслідком розсіяння хвильових функцій електронів на невпорядкованій структурі і дають квантові поправки в провідність [1, 7]. Якщо притримуватися оптичної термінології, то СЛ є наслідком дифракції електронів, а ЕЕВ — наслідком їх інтерференції [7]. Тому прояв обох механізмів є значною мірою подібний і зводиться

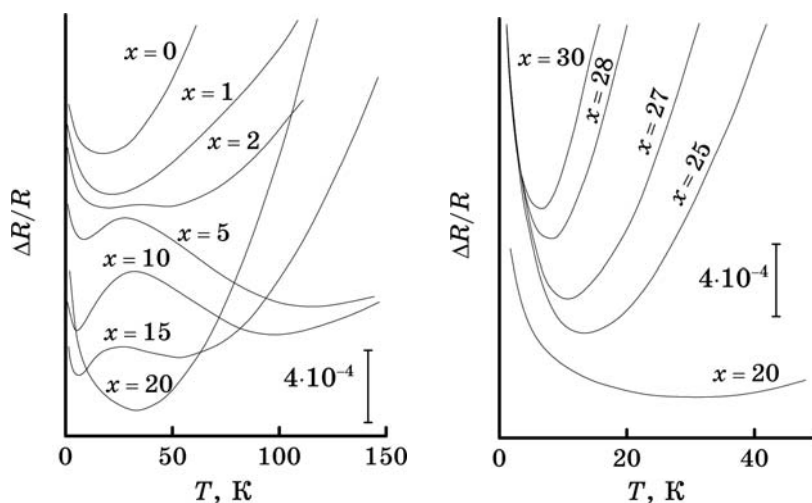


Рис. 1. Температурна залежність нормованого електроопору $\Delta R/R = [R(T) - R(4,2 \text{ К})]/R(4,2 \text{ К})$ аморфних металевих стопів системи $\text{Fe}_{80-x}\text{Cr}_x\text{B}_{20}$ [36].

до появи у провідності складових $\propto T^{1/2}$. Саме такою температурною залежністю можна описати експериментальні низькотемпературні криві $\rho(T)$ для багатьох АМС [38–47]. Перевагу в цьому випадку слід надати ЕЕВ, оскільки ефекти локалізації, як відомо [1, 7], пригнічуються магнетним полем, а отже їх виникнення несумісне з існуванням феромагнетизму.

Деякі феромагнетні АМС характеризуються досить високими значеннями $T_{\text{мін}}$. Так, для АМС $\text{Fe}_{100-y-z}\text{Cr}_y(\text{P}, \text{C}, \text{Si})_z$ значення $T_{\text{мін}}$ може сягати 268 К [43], для АМС системи Fe–Zr — 255 К і вище [40, 45]. Ще вищі значення $T_{\text{мін}}$ (близько 360 К) одержані для деяких АМС Co–Si–B, легованих Cr [46–47]. Такі ж результати були одержані в [47] для АМС Co–Si–B дещо іншого складу, причому мінімум може існувати при T , більших за 400 К. Деякі особливості температурної залежності ρ , зокрема залежність $T^{1/2}$ нижче $T_{\text{мін}}$, можна пов'язати з ЕЕВ. Однак, ЕЕВ — це чисто квантове явище, яке вимагає наявності фазової когерентності між падаючою та розсіяною хвилями [7]. Тому пояснення таких високих значень $T_{\text{мін}}$ в рамках цього механізму видається малоімовірним. Взагалі-то, в роботах [48, 49] вважалося, що типове значення $T_{\text{мін}}$ складає ~ 20 К, хоча фізичні причини обмеження значень $T_{\text{мін}}$ і не аналізувалися.

Отже, якщо аномалія, у вигляді мінімуму на залежностях $\rho(T)$ при низьких T знаходить пояснення, хоча однозначність у виборі механізмів явища і відсутня (в багатьох випадках віддають перевагу СЛ та ЕЕВ), то походження подібної аномалії при високих T менш ясне. Досить часто таку аномалію пов'язують з ефектами так званої початкової локалізації (incipient localization) [50], яка є передумовою переходу метал–ізолятор (її не слід зв'язувати з СЛ, зумовленої квантовою когерентністю). В [51] виникнення мінімуму пов'язують з мікрогетерогенною будовою АМС шляхом розгляду ефективного середовища, що складається з двох фаз — одна з металічним, а інша — зі спадним характером електроопору. Однак обґрунтування справедливості обох цих підходів здається нам досить слабким.

Відмітимо ту особливість, що більшість АМС, в яких існує мінімум електроопору при високих T , містять, як леґувальні домішки, елементи, яким притаманна антиферомагнетна обмінна взаємодія з найближчими сусідами ПМ [43, 46], або характеризуються значними магнетними неоднорідностями [45].

2.4. Магнетоопір феромагнетних АМС

У феромагнетних АМС залежність магнетоопору (МО) $\Delta\rho_H = \rho_H - \rho_0$, або $\beta = (\rho_H - \rho_0)/\rho_0 = (R_H - R_0)/R_0$, виміряного при накладанні магнетного поля H вздовж вісі та перпендикулярно площині аморфної стрічки (в подальшому β_{\parallel} та β_{\perp} відповідно) має вигляд, типовий і для кристалічних феромагнетиків [52, 53]. Нижче температури Кюрі

практично для всіх АМС має місце від’ємне значення β_{\perp} та додатне значення β_{\parallel} , причому обидва ці параметри залежать як від H , так і від T . На рисунку 2, як приклад, наведено польові залежності МО АМС $\text{Fe}_{90-x}\text{Mn}_x\text{Zr}_{10}$ при різних T , що відповідають різним типам магнетної структури АМС: феромагнетної, типу спінового скла та парамагнетної [54]. Подібні залежності спостерігаються і для інших АМС [55–58].

Поведінка МО феромагнетних матеріалів добре описується в рамках феноменологічного підходу, запропонованого в [53]. В основі його лежить припущення про те, що електричний опір окремої домени вздовж напрямку, який утворює кут ϕ з вектором його намагнетованости, дорівнює:

$$\rho_{\text{д}} = A + B \cos^2 \phi, \tag{17}$$

де A та B — деякі сталі. У випадку відсутности магнетної анізотропії, тобто при ізотропному розподілі векторів намагнетованости магнетних доменів за напрямками, усереднення призводить до зале-

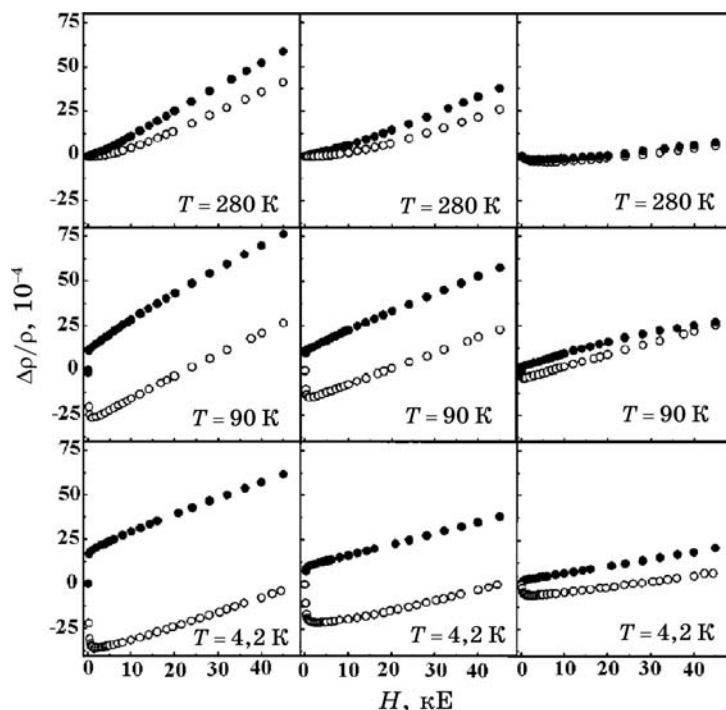


Рис. 2. Поздовжній та поперечний МО АМС $\text{Fe}_{90-x}\text{Mn}_x\text{Zr}_{10}$ для $x = 0$, $x = 4$ та $x = 12$ при різних значеннях T ($4,2 < T_{\text{SG}} < T_{\text{C}}$, $T_{\text{SG}} < 90 < T_{\text{C}}$, $280 > T_{\text{C}}$: T_{SG} — T спінового скла, T_{C} — температура Кюрі) [54].

жності ρ від кута θ між напрямком електричного струму j та вектором намагнетованості вигляду:

$$\Delta\rho = -3\Delta\rho_t (\cos^2 \varphi - 1/3), \quad (18)$$

де $\Delta\rho_t$ — максимальна зміна електричного опору в перпендикулярному полі. При насиченні, тобто при $\varphi = 0$ при перпендикулярному магнетуванні і $\varphi = \pi/2$ при поздовжньому, слідує, що $\beta_{\parallel S}/\beta_{\perp S} = -2$. Таке значення характерне для багатьох кристалічних матеріалів, зокрема для Ni [37, 52, 53], однак практично не спостерігається для феромагнетних АМС, що однозначно зумовлено відсутністю ізотропного розподілу доменів за напрямками. Зокрема, в [55] результати досліджень МО АМС $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ та $\text{Fe}_{80}\text{P}_{13}\text{C}_7$ вдало доповнюються даними Мессбаверових досліджень, згідно з якими вектори намагнетованості M_S характеризуються не ізотропним розподілом, а спрямовані переважно вздовж певного напрямку, який утворює деякий кут φ з віссю аморфної стрічки. Подібні результати були одержані і для інших АМС, зокрема, для $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$, $\text{Fe}_{80}\text{P}_{16}\text{B}_1\text{C}_3$ [59] та $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20-x}\text{Si}_x$ ($0 \leq x \leq 12$) [60]. Значення цього кута змінюється з температурою і може бути знайдено з виразу [59]:

$$\text{tg}^2 \varphi = -\beta_{S\parallel}/\beta_{S\perp}. \quad (19)$$

Для АМС $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20-x}\text{Si}_x$ з $x = 0, 6$ та 12 оцінка φ при 10 К дає величини $38,4^\circ$, $37,3^\circ$ та $34,7^\circ$ відповідно [60], в той час, як за даними Мессбаверової спектроскопії, сканувальної електронної мікроскопії та феромагнетного резонансу ця величина близька до 30° .

Згідно з [55], експериментальні значення $\Delta\rho_{\perp S}$ та $\Delta\rho_{\parallel S}$ для АМС можна описати в рамках феноменологічної теорії, якщо врахувати більш високі парні степені косинусів кута φ у виразі (18).

Вважається, що залежність МО від зовнішнього магнетного поля H визначається відповідними кривими магнетування $M(H)$. Оскільки $M = M_S \cos \varphi$, то із залежності МО від $\cos^2 \varphi$ слідує, що [52, 53]

$$\beta \sim M^2(H). \quad (20)$$

Така закономірність підтверджена експериментально для цілого ряду кристалічних матеріалів [52], однак для АМС детальна аналіза польових залежностей МО практично не зустрічається.

Феноменологічний опис МО передбачає, що при деякому значенні H β має досягнути певного фіксованого значення β_S (магнетоопір насичення), яке не змінюється при подальшому зростанні поля. Однак, як свідчать експериментальні факти, МО продовжує, хоч і слабо, зростати [54, 56, 57]. Вважається [52, 53], що для кристалічних матеріалів такі зміни викликані процесами «істинного» магнетування (або парaproцесом) та звичайним впливом магнетного

поля на траєкторії електронів провідності. В [56] залежності $\beta(H)$ для АМС $\text{Fe}_{40-x}\text{Ni}_{40}\text{Mn}_x\text{B}_{12}\text{Si}_8$ в полях, що перевищують поле технічного насичення, інтерпретовано з точки зору придушення спінових хвиль. Для інтерпретації результатів для АМС $\text{Fe}_{40-x}\text{Ni}_{40}\text{Cr}_x\text{B}_{20}$ [61] та $\text{Fe}_{80-x}\text{Cr}_x\text{B}_{20}$ [38] використано інші механізми. Зокрема, у [61] як можлива причина зміни знаку тангенса кута нахилу залежності $\beta(H)$ у високих полях розглядається наявний в АМС розподіл ефективних внутрішніх магнетних полів $H_{\text{еф}}$, серед яких при легуванні Cr можуть з'являтися і від'ємні значення за рахунок антиферомагнетної взаємодії хрому з найближчим оточенням. Така особливість призводить до наявності локалізованих магнетних моментів в полі $H_{\text{еф}} = 0$, що призводить до розсіяння з переворотом спіну. Подібний механізм розглядається і в [38].

В цілому вважається, що зміна ρ феромагнетних матеріалів під дією магнетного поля викликана двома складовими: анізотропною, до якої можна використати розглянутий вище феноменологічний підхід, та ізотропною, практично не залежною від напрямку H [38, 56, 57, 62]. Відповідні зміни МО є сумою двох складових:

$$\beta = \beta_A + \beta_I, \quad (21)$$

де індекс A означає анізотропний, а I — ізотропний внески. Анізотропна складова досить швидко зростає зі збільшенням H , досягаючи величини β_S . Для АМС величина β_S не перевищує 1%. Ізотропна складова досить мала, а відповідні зміни електричного опору аналізуються в полях, вищих за поле насичення анізотропної складової, і чітко фіксуються лише при великих значеннях H . Деякі фізичні механізми цієї складової, як уже було відмічено, розглянуто в [38, 56].

Анізотропний магнетоопір [63], або правильніше, спонтанна анізотропія магнетоопору — це різниця в електричних опорах одноменного феромагнетика у випадках, коли вектор його намагнетованості орієнтований паралельно та перпендикулярно до напрямку струму. Вона зумовлена спін-орбітальною взаємодією d -електронів з різними напрямками спінів [64].

Величиною, що характеризує анізотропний магнетоопір, є так звана феромагнетна анізотропія магнетоопору (ФАО), яка визначається як [63]:

$$\frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}_0} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\bar{\rho}_0}, \quad (22)$$

де ρ_{\parallel} — електричний опір в повздовжньому, а ρ_{\perp} — в перпендикулярному магнетних полях, а $\bar{\rho}_0 = (1/3)\rho_{\parallel} + (2/3)\rho_{\perp}$.

Двострумний модель провідності, розглянутий Кемпбелом, Фертом та Джеолом (КФД) [65–68], надав успішне пояснення ФАО шляхом додаткового введення розсіяння між d -станами зі спінами

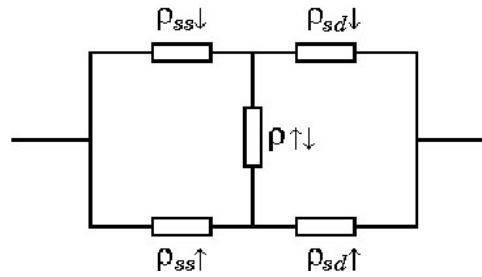


Рис. 3. Еквівалентна схема двострумowego моделю [69].

«вгору» та «вниз» завдяки наявності спін-орбітального зв'язку.

У двострумів моделю (рис. 3) [69] провідність здійснюється через два паралельні канали з електроопорами ρ_{\uparrow} та ρ_{\downarrow} , що відповідають внескам в електроопір від електронів зі спінами «вгору» та «вниз» відповідно. У відсутності спін-орбітального зв'язку, кожен канал дає свої внески в електроопір ρ_{ss} та ρ_{sd} , які виникають за рахунок розсіяння s -електронів у вільні s -стани (s - s -розсіяння) та s -електронів у вільні d -стани (s - d -розсіяння), причому процесами з переворотами спінів для таких розсіань у випадку матеріалів з великим електроопором можна нехтувати.

Спін-орбітальний зв'язок призводить до виникнення додаткового розсіяння між d -станами зі спінами «вгору» та спінами «вниз» [64] з порівняно малим множником пропорційності γ , який для $3d$ -ПМ складає величину $\sim 0,01$ [65–69]. Згідно з моделлю КФД, при низькій температурі

$$\rho_{\uparrow\uparrow} = \rho_{\uparrow\uparrow} + \gamma\rho_{\downarrow\downarrow}, \quad \rho_{\downarrow\downarrow} = \rho_{\downarrow\downarrow} + \gamma\rho_{\uparrow\uparrow}, \quad (23)$$

де ρ_{\parallel} та ρ_{\perp} позначено електричний опір для струмів паралельно та перпендикулярно полю відповідно, а стрілка вказує орієнтацію спіну електронів провідності. У відповідності з цим моделлю в лінійному наближенні за γ було одержано класичну формулу для ФАО:

$$\frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}_0} = \gamma[(\rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}) - 1]. \quad (24)$$

Незалежне визначення γ та $\rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}$ досить добре узгоджується з експериментальними даними для низьколегованих Ni-стопів [63, 67, 70]. Подібне співвідношення, в якому $\rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}$ замінене на $\rho_{\uparrow}/\rho_{\downarrow}$, справедливе і для стопів на основі заліза [71]. Однак інтерпретація даних для більш концентрованих стопів [67], в тому числі, і аморфних [69], має певні протиріччя при використанні цього рівняння.

В [69] в рамках моделю КФД розглянуто більш загальний підхід до ФАО, результатом чого стало успішне пояснення зміни $\Delta\rho/\rho$ при зміні складу АМС Fe–В, Fe–Ni–В, Fe–Ni–P–В та полікристалічних

концентрованих стопів Fe–Ni. Зваживши на те, що для аморфних систем значення ρ_{ss} близьке до ρ_{sd} (або навіть більше останнього), і на те, що так званих «слабких» феромагнетиків $\rho_{sd\uparrow} \neq 0$, рівняння (23) можна подати у вигляді

$$\rho_{\square\uparrow} = \rho_{\perp\uparrow} + \gamma(\rho_{sd\downarrow} - \rho_{sd\uparrow}), \quad \rho_{\square\downarrow} = \rho_{\perp\downarrow} - \gamma(\rho_{sd\downarrow} - \rho_{sd\uparrow}). \quad (25)$$

Рівняння для ФАО у цьому випадку набуває вигляду:

$$\frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}_0} = \frac{\gamma(\rho_{sd\downarrow} - \rho_{sd\uparrow})(\rho_{sd\downarrow} + \rho_{ss\downarrow} - \rho_{sd\uparrow} - \rho_{ss\uparrow})}{(\rho_{sd\downarrow} + \rho_{ss\downarrow})(\rho_{sd\uparrow} + \rho_{ss\uparrow})}. \quad (26)$$

Для так званих «сильних» феромагнетиків за умови рівності обох складових ρ_{ss} , це рівняння може бути записано як:

$$\frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}_0} = \frac{\gamma\rho_{sd\downarrow}^2}{(\rho_{sd\downarrow} + \rho_{ss})\rho_{ss}}. \quad (27)$$

Теорія ФАО [65–69] розглядає *s-d*-розсіяння у Борновому наближенні, тобто у випадку слабого потенціалу розсіяння. Припускаючи, що його матричні елементи не залежать від концентрації *x*, використання рівнянь (26) та (27) дає підстави приписувати зміни ФАО змінам у заповненні *d*-підзон з різним напрямком спінів.

Застосування такого підходу дозволило пояснити зміни ФАО в аморфних стопах $\text{Ni}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$ та $\text{Ni}_{80-x}\text{Fe}_x\text{V}_6\text{P}_{14}$ [69], кристалічних стопах Pd–Fe, $\text{Pd}_{70}\text{Fe}_{30}$, $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$ та $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ [72–74] (на рис. 4, як приклад, наведено концентраційні залежності ФАО для деяких із перерахованих стопів). В [69] наведено досить аргументовані факти стосовно особливостей поведінки $\Delta\rho/\rho$ і в АМС $\text{Fe}_{100-x}\text{V}_x$. Відмінності в поведінці $\Delta\rho/\rho$ між кристалічними стопами та АМС зумовлені не тільки високим значенням ρ_{ss} для останніх, а й тими особливостями, які накладає на їх ЕС гібридизація *sp*-станів металоїду та *d*-станів металу.

Разом з тим, в [71] цілком логічно обґрунтовується, що використання Борнового наближення досить грубе і не може коректно пояснити концентраційну залежність ФАО в кристалічних стопах через наявність сильного резонансного розсіяння.

В роботі [56] проведено досить детальну аналізу поведінки магнетоопору АМС $\text{Fe}_{40-x}\text{Ni}_{40}\text{Mn}_x\text{V}_{12}\text{Si}_8$ ($x = 0-5,5$) як із застосуванням рівняння (27) (випадок сильного феромагнетика), так і з застосуванням більш загального рівняння (26). В першому випадку одержано досить високе значення ρ_{ss} , яке монотонно збільшується з 210 до 250 мкОм·см з ростом *x*, та менше значення $\rho_{sd\downarrow}$, яке зменшується з ростом *x*, за винятком стопу з $x = 0,5$. Відповідна аналіза, проведена з використанням рівняння (26) при фіксованому $\rho_{ss} \sim 200$ мкОм·см,

виявила, що $\rho_{sd\downarrow}$ більше, ніж $\rho_{sd\uparrow}$, і обидві вони зменшуються з ростом x , що в відповідає ослабленню феромагнетизму, властивому АМС на основі Fe при легуванні манганом. Однак, відсутність даних по ГЕС, на думку авторів [56], не дає можливість перевірити адекватність проведених розрахунків.

Двострумний модель було використано і для аналізу результатів концентраційних залежностей ФАО для $\text{Fe}_{90-x}\text{Mn}_x\text{Zr}_{10}$ [54] та $\text{Fe}_{100-x}\text{Zr}_x$ [57]. Одержані результати з концентраційної залежності внесків у ρ від підзон з різними орієнтаціями спінів підтверджують висновок про те, що магнетні властивості цих АМС слід розглядати

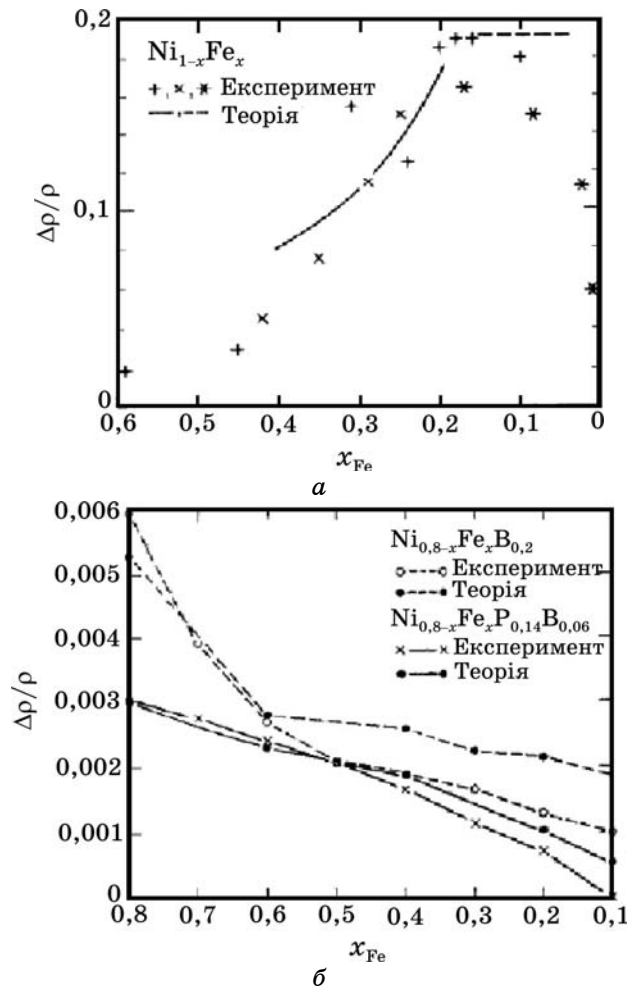


Рис. 4. Низькотемпературні значення $\Delta\rho/\rho$ кристалічних сплавів $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x$ (а) та АМС $\text{Ni}_{0,8-x}\text{Fe}_x\text{B}_{0,2}$ і $\text{Ni}_{0,8-x}\text{Fe}_x\text{P}_{0,14}\text{B}_{0,06}$ (б) [69].

з точки зору слабого зонного магнетизму. Значення ФАО АМС $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ при 4,2 К складає 0,59% [54], в той час як за даними [57] воно дещо менше (близьке до 0,43%).

Відмітимо, що складові ρ_{sd} обох спінових орієнтацій в АМС $\text{Fe}_{90-x}\text{Mn}_x\text{Zr}_{10}$ зростають при збільшенні Mn [54], в той час як для АМС $\text{Fe}_{40-x}\text{Ni}_{40}\text{Mn}_x\text{V}_{12}\text{Si}_8$ спостерігається зворотна тенденція [56]. На жаль, причини цього точно не відомі. Лише як припущення, можна вважати що ці особливості цілком зумовлені відмінностями їх ЕС.

В [60] крім залежностей $\rho(T)$ були досліджені температурні залежності ФАО АМС $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20-x}\text{Si}_x$ ($x = 0-12$). Незважаючи на те, що T_C та намагнетованість насичення цих АМС слабо змінюються у цьому інтервалі концентрацій, виявлено, що $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ для $x = 6$ та 12 є близькими, але майже на 30% меншими за відповідне значення для $x = 0$. Однак температурні залежності ФАО виявились подібними для всіх АМС: $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ слабо залежить від температури до $T = 220$ К, а потім починає досить швидко зменшуватися при наближенні до 300 К. Автори [60] відмічають, що ці залежності лише наближено відбивають характер температурних залежностей коефіцієнта лінійної магнетострикції λ , хоча, як вважається, природа обох явищ зумовлена спін-орбітальною взаємодією.

Результати досліджень ФАО у подвійних та потрійних АМС (Fe, Co, Ni)-В в температурному інтервалі 77–300 К [75] виявили, що $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ систематично змінюється зі складом. Найбільша величина $\Delta\rho/\bar{\rho}_0 = 0,45\%$ спостерігалась для АМС $(\text{Fe}_{0,95}\text{Co}_{0,05})_{84}\text{B}_{16}$, проте вона на порядок менша, ніж для кристалічних аналогів. Однак, для АМС системи Co-Ni-B було виявлено, що $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ має максимум (подібно до кристалічних стопів Co-Ni) при складах, які мають магнетний момент 0,56 μ_B . На думку авторів [75] цей факт вказує на застосовність до вказаних АМС моделю жорсткої зони.

Збільшення $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ зі збільшенням вмісту Co спостерігалось і для промислових АМС типу Metglas та Vitrovac [76]. Загальні особливості поведінки ФАО, притаманні аморфним стопам, зберігаються і для наноструктурованих систем. Але для закристалізованих АМС магнетоопір суттєво змінюється.

Досить часто для аморфних феромагнетиків використовується кореляційне співвідношення між ФАО та магнетним моментом μ вигляду [56, 65, 77–79]:

$$\frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}_0} = A\mu^m, \quad (28)$$

де A і m — деякі сталі. Стала m може набувати значень від 1 до 8. Хоча, як зазначено в [56], експериментальні результати завжди з певним наближенням можна подати у вигляді залежності (28), фізичне обґрунтування такої простої залежності між ФАО і μ досить сумнівне.

Наведені вище результати і їх фізичні механізми розглянуті переважно для досить низьких T (в більшості випадків $T = 4,2$ К). Однак цілком логічною є наявність залежності МО та ФАО від T , що добре видно із кривих $\beta(H)$, показаних на рис. 2. Згідно з [65, 66], температурна залежність ФАО зумовлена виникненням при підвищенні температури додаткового внеску в електричний опір $\rho_{\downarrow\uparrow}$, викликаного спіновим змішуванням за рахунок електрон-магнетонного або електрон-електронного розсіяння. Цей додатковий внесок призводить до наближення відношення $\rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}$ до 1, що, згідно з рівнянням (24), зменшує величину ФАО. Відповідні розрахунки наведені в [66].

Однак, на думку авторів [80], електрон-магнетонне або електрон-електронне розсіяння при 300–400 К досить слабе, щоб забезпечити суттєві зміни ФАО. Тому слід брати до уваги додаткове розсіяння на домішках, а температурну залежність ФАО для кристалічних феромагнетних стопів можливо пояснити у рамках моделю Пакера [81]. Якщо ρ подати у вигляді суми домішкового ($\rho_{\text{дом}}$), та фононного ($\rho_{\text{фон}}$) внесків, то згідно з [80], $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ при температурі T може бути записане як:

$$\frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}_0} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_{\text{фон}} + \left(\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_{\text{дом}} - \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_{\text{фон}}\right) \frac{\rho_0(4,2)}{\rho_0(T)}, \quad (29)$$

де $\rho_0(4,2)$ — опір при $T = 4,2$ К, а $(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{фон}}$ та $(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{дом}}$ — фононний та домішковий внески відповідно.

Експериментальні дослідження кристалічних стопів Fe–Co, у яких електронне розсіяння досить слабе, показали, що $(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{фон}}$ додатне і складає приблизно 25% від $(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{дом}}$ [80]. Однак для стопів із сильним резонансним розсіянням (Fe–Ni, Fe–Cr, Fe–V) $(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{фон}}$ від’ємне і має мінімум при складі, який відповідає максимуму $(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{дом}}$ [13].

В [56] для аморфних стопів пропонується замінити $\rho_{\text{дом}}$ на залишковий, температурнезалежний опір $\rho_{\text{зал}}$, а $\rho_{\text{фон}}$ — на температурозалежну частину ρ_T , походження якої може бути зумовлене цілим рядом механізмів розсіяння носіїв (структурним, магнетним тощо). Аналіза результатів для АМС $\text{Fe}_{40-x}\text{Ni}_{40}\text{Mn}_x\text{B}_{12}\text{Si}_8$ показує, що $(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{зал}}$ додатне і у 4–5 разів менше абсолютного значення $(\Delta\rho/\rho_0)_T$, яке є від’ємним. Однак залежність цих складових від x є немонотонною. Згідно з [54] особливості температурної залежності ФАО зумовлені конкуренцією термічних флюктуацій і обмінної взаємодії. Подібний механізм розглядається [60] і для АМС $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20-x}\text{Si}_x$ ($0 \leq x \leq 12$), у яких $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ практично не залежить від T аж до 220 К ($\sim T_c/3$), а потім починає досить швидко зменшуватися. У [57] для АМС $\text{Fe}_{100-x}\text{Zr}_x$ встановлено, що нижче T_c $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ змінюється як $\propto A(T_c - T)/T_c$, де A залежить від x . На думку авторів таку поведінку можна пояснити в рамках моделю локалізованих моментів, який в цілому справедливий.

вий для парамагнетних металів з домішками РЗМ [62].

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ З ЕЛЕКТРООПОРУ АМС НА ОСНОВІ ЗАЛІЗА, КОБАЛЬТУ ТА НІКЛЮ

Дослідженню температурних залежностей електроопору АМС на основі Fe, Co і Ni присвячено цілу низку робіт. Для порівняння на рис. 5 побудовано залежності $\rho(x)$ та $\alpha(x)$ для АМС ПМ_{100-x}B_x з ПМ = Fe, Co та Ni за даними, наведеними в [3, 24, 82–85]. Як видно, загальною особливістю таких залежностей є зростання ρ та зменшення α при збільшенні концентрації бору в АМС з ПМ = Co, Ni, (Fe, Ni). Для ПМ = Fe ТКО змінюється значно слабше, ніж для ПМ = Co та Ni. Значно повільніше для АМС цієї системи зростає і ρ . Відмітимо, що такий характер поведінки ρ та α у певному розумінні протилежний тій, яка властива кристалічним боридам [4, 86].

На цьому ж рисунку наведено результати для аморфних плівок

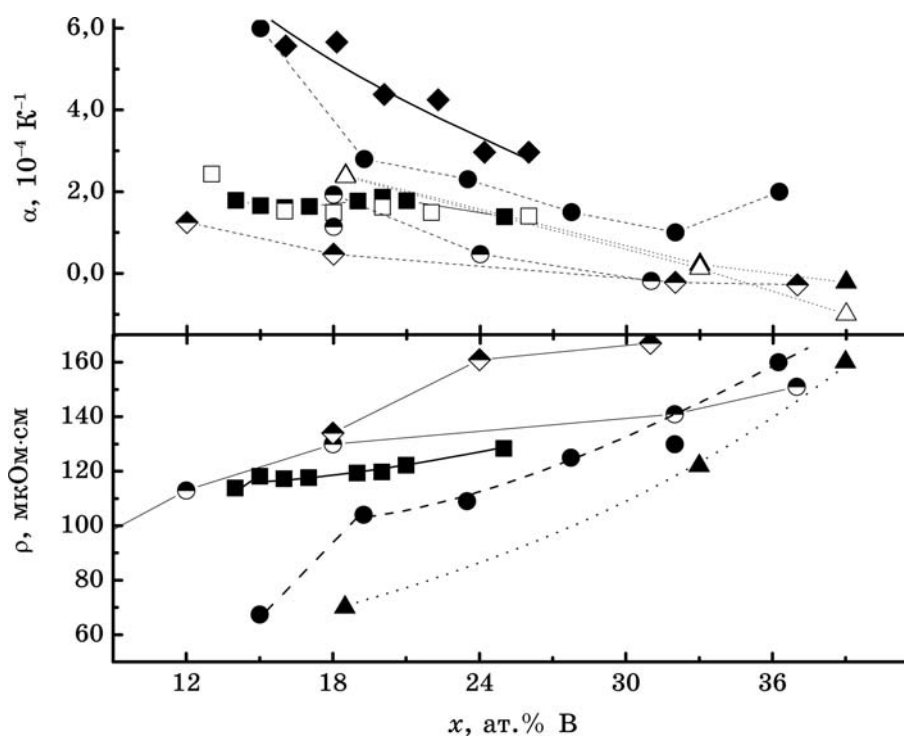


Рис. 5. Залежності ρ та α_{300} від x для АМС Fe_{100-x}B_x (■) — [3], (□) — [24]; (Fe_{0.5}Ni_{0.5})_{100-x}B_x (◆) — [81], Co_{100-x}B_x (●) — [82], Ni_{100-x}B_x (▲) — [83], (△) — [84]; аморфних плівок Fe_{100-x}B_x, одержаних напорощенням (◐) та шляхом йонної імплантації (◑) [87].

Fe–В, одержаних напорошенням та йонною імплантацією бору [87]. Характер залежностей $\rho(x)$ та $\alpha(x)$ суттєво відрізняються від одержаних для АМС аналогічного складу, виготовлених методом спінінгування з розтопу. Особливо добре ці відмінності виявляються на залежностях $\alpha(x)$. Вони полягають у тому, що для таких АМС залежності $\alpha(x)$ є більш сильними, ніж для АМС, одержаних методом спінінгування, і скоріше подібні до тих, що одержані для АМС Ni–В.

На сьогодні найбільш повне розуміння залежності ρ від складу і температури досягнуто лише для АМС на основі Ni. Зокрема, залежність ρ та α від складу АМС Ni_{100-x}P_x [88–89] стали вже класичним прикладом застосовності теорії ФЗ для аморфних систем (див., наприклад, [1, 2, 20]). В роботі [90] проаналізовано результати досліджень електроопору та термо-ЕРС АМС Ni_{100-x}P_x, виготовлених трьома різними методами. Така аналіза показала, що результати загалом добре узгоджуються з підходом Фабера–Займана, однак при низьких концентраціях фосфору ($x < 0,18$) кінетичні властивості АМС цієї системи виявилися подібними до характеристик АМС на основі заліза. Автори вважають, що в цьому випадку слід врахувати інші механізми розсіяння, серед яких і механізм s – d розсіяння. Вплив методу виготовлення чітко проявляється лише на температурній залежності ТКО. Подібні висновки зроблено і в [91], однак у цій роботі показано, що ρ та α не залежать від методу виготовлення лише у випадку гомогенних АМС. Для негомогенних АМС притаманний суттєво більший ТКО та дещо інший характер залежності $\rho(T)$, особливо в області кристалізації. Основну причину цього автори пов'язують з кристалоподібними, переважно нікелевими, кластерами, хоча їх існування не було підтверджено ні Рентгеновими, ні електронно-мікроскопічними дослідженнями. В [92] проведено аналізу даних з концентраційної залежності ρ та α для ряду АМС типу ПМ–М з високим вмістом металоїдів. Серед цих АМС переважну більшість складають стопи на основі Ni (Ni–P, Ni–В–P, Ni–В, Ni–В–Si). Авторам цієї роботи вдалося досить добре пояснити залежності ρ та α від концентрації електронів провідності в рамках моделю ФЗ. Причому, Фермієве хвильове число k_F , було оцінено з використанням моделю вільних електронів. Автори зазначають, що можна досягти ще кращого узгодження, якщо врахувати перенос електронів від М до ПМ. Результати досліджень нормального Голлового ефекту для АМС Ni–В–Si та Ni_{100-x}P_x, викладені в [93], дають додаткове підтвердження застосовності теорії ФЗ для опису електротранспортних властивостей цих АМС. Одержану з цих результатів зміну концентрації електронів провідності в залежності від складу можна інтерпретувати в рамках моделю вільних електронів, вважаючи, згідно з [92], що через заповнення d -зони ніклю перенос електронів від атомів металоїдів у зону провідності відбувається лише до концентрацій $x_m \sim 30$.

На відміну від [92], в [93] припускається, що кількість електронів n , які вносять атоми В та Si навіть для $x > x_m$, відрізняються від кількості валентних електронів, хоча загальна тенденція $n_{Si} > n_B$ зберігається. Однак, як вважають автори цієї роботи, послідовний опис електронних властивостей цих АМС можна зробити лише з урахуванням хімічного ближнього порядку, який може справляти на них досить суттєвий вплив. Останнє підтверджено порівнянням електроопору та Голлового ефекту АМС $Ni_{100-x}P_x$, одержаних методом спінінгування з розтопу та електроосадженням. Свідченням наявності певного універсального і єдиного механізму розсіяння в таких АМС можуть бути залежності ρ та α_{300} від кількості електронів у розрахунку на атом ПМ e/a , обчисленої за формулою [85]:

$$e/a = (Z_{ПМ}c_{ПМ} + Z_{M1}c_{M1} + Z_{M2}c_{M2})/c_{ПМ}, \quad (30)$$

де c — концентрації ПМ та металоїдів (М), а Z — кількість електронів на зовнішній оболонці атомів ($Z_{Ni} = 10$, $Z_B = 3$, $Z_{Si} = 4$, $Z_P = 5$) [85]. Такі залежності зображено на рис. 6. Як видно, незалежно від типу металоїду ТКО практично лінійно зменшується з ростом e/a , а ρ при цьому зростає. На жаль, досить важко вказати причини, через які залежності ρ від e/a для АМС $Ni_{100-x}P_x$ дещо відхиляються від даних

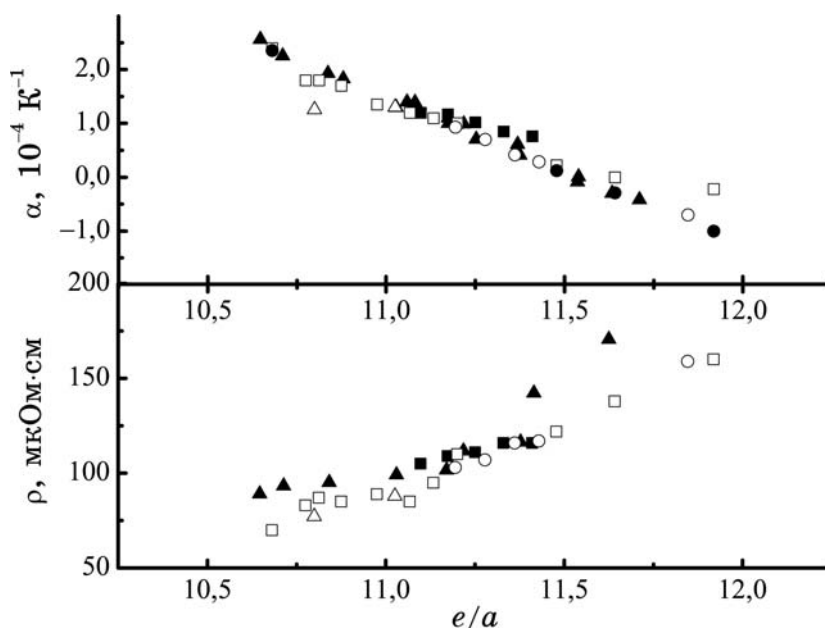


Рис. 6. Залежність ρ та α_{300} від кількості електронів на атом ПМ e/a , яку побудовано на основі даних для АМС $Ni_{100-x}P_x$: (■) — [92], (▲) — [90]; $Ni_{100-x-y}Si_yB_x$: (□) — [84]; (●) — [96], (○) — [93], (△) — [97].

для інших експериментів. В рамках теорії ФЗ можна дати не тільки якісну, але й кількісну інтерпретацію експериментальних результатів. Так, в [31] було одержано добре узгодження з експериментом результатів розрахунку електроопору рідкого Ni та аморфного Ni-P, на відміну від стопів на основі Fe та Co.

Прекрасний збіг розрахованої та експериментальної концентраційних залежностей ρ в досить широкому концентраційному інтервалі одержано в [94] для АМС Ni-Zr. Використана авторами процедура розрахунку дозволила також пояснити концентраційні залежності коефіцієнту термо-ЕРС, і певною мірою, ТКО. Однак в [95] результати розрахунку, як з використанням моделю ФЗ, так і з використанням моделю Мотта, не дають адекватного узгодження з експериментальними результатами для низки АМС, серед яких є і АМС на основі Ni (у тому числі, і Ni-Zr). На думку авторів, це зумо-

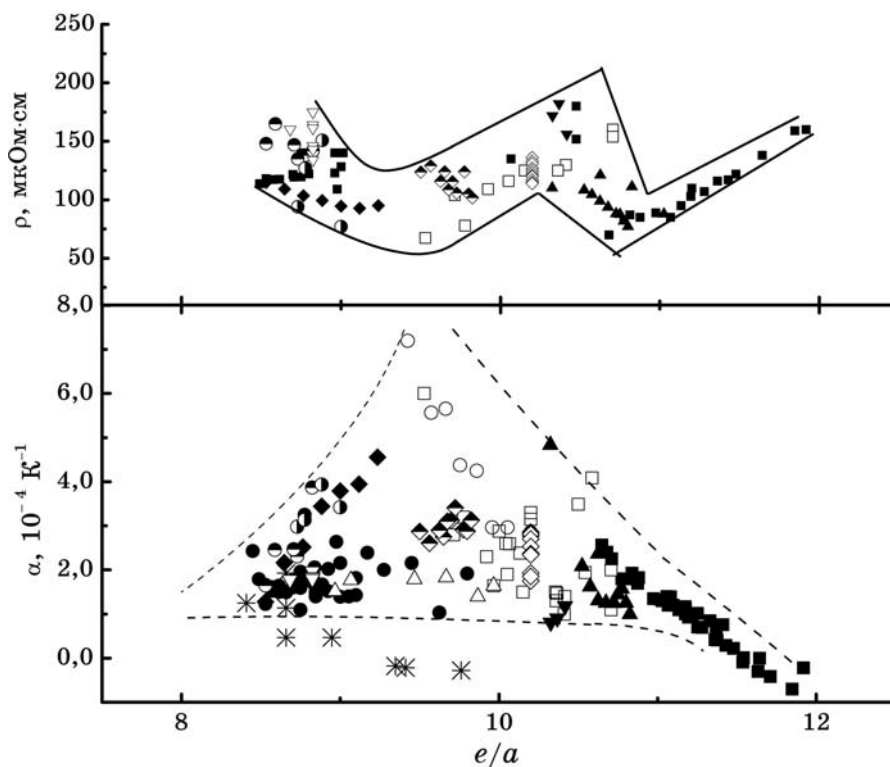


Рис. 7. Залежність α_{300} від e/a для АМС Fe-B-Si (●), Co-B-Si (□), Ni-B-Si, Ni-P (■) та псевдобінарних і потрійних АМС: $(\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50})_{100-x}\text{B}_x$ (○) — [105], $\text{Co}_{78-x}\text{Fe}_x\text{B}_{9.5}\text{Si}_{12.5}$ (△) [27], Ni-Fe-Si-B (▲) [97], $\text{Fe}_{85-x}\text{Ni}_x\text{B}_{15}$ (◆) [106], $(\text{Co}_x(\text{Fe}_{0.5}\text{Ni}_{0.5})_{1-x})_{75}\text{B}_{10}\text{Si}_{15}$ (◇) [98], $\text{Co}(\text{Fe}, \text{Ni})_{80}\text{B}_{20}$ (♠), Co(Fe)-B-Si (▼), Fe(Ni)-Si-B (▽) $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$ (⊙) [100], $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$ (⊖) [107], (*) — плівок $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$, одержаних напорошенням та йонною імплантацією [87].

влено внеском d -електронів у провідність АМС, чого в попередніх роботах не брали до уваги.

Якщо в АМС на основі Ni вплив атомів металоїду на електроопір зводиться, переважно, до зміни концентрації електронів провідності, то для АМС на основі заліза та кобальту роль атомів металоїду є набагато складніша. Тому, якщо для нікелевих стопів параметер e/a може бути критерієм порівняння характеристик провідності, то для АМС на основі Fe та Co його роль вже не така універсальна. Досить важко також вказати подібний критерій і для АМС, що містять декілька сортів ПМ.

Так, на рис. 7 зображено залежності ТКО та ρ_{300} від e/a для ряду АМС з ПМ = Fe, Co, Ni. Для побудови використано результати для АМС, склад яких та значення ρ_{300} і α_{300} наведено в табл. 1.

Всі значення ТКО та ρ_{300} для цих АМС лежать в областях, обмежених лініями на рис. 7. В цих областях можна виділити певні ділянки, що чітко зумовлені магнетними властивостями стопів.

В лівому куті трикутної області на графіку $\alpha_{300}(e/a)$ лежать точки для АМС, яким властивий слабкий феромагнетизм (в сенсі ступеня заповнення d -підзон з різною спіноюю орієнтацією). Всі такі АМС мають досить високі магнетні характеристики. У правий кут трикутника потрапляють переважно точки для АМС на основі Ni, які, залежно від складу, характеризуються переходом від феромагнетизму з порівняно низькою T_c до парамагнетизму. В центральну частину трикутника потрапляють сильні феромагнетики, в яких одна з d -підзон заповнена повністю. Такі АМС характеризуються досить високими T_c , які навіть можуть перевищувати їх температуру кристалізації. Разом з тим, значну роль у формуванні зазначених областей слід відвести і особливостям атомної структури, яка утворюється в процесі спінінгування розтопу. Свідченням цього, на нашу думку, може бути вихід значень α_{300} за межі такої трикутної області для плівкових систем на основі нікю (рис. 7).

Досить складно виявилось пов'язати особливості електричних властивостей з параметрами ЕС. Для прикладу, на рис. 8 для АМС Fe–В та Co–В поряд із залежностями α_{300} та ρ_{300} від концентрації бору x із [3] та [84] відповідно, наведено і концентраційні залежності коефіцієнта електронної теплоємності γ та константи спінхвильової жорсткості D [84, 109].

Відомо, що γ пропорційний густині електронних станів на рівні Фермі, для заліза і кобальту в основному сформованій d -електронами.

Як видно з рис. 8, для АМС Fe–В з ростом y γ зростає, а у Co–В — спадає. Хоч в залежностях α_{300} та ρ_{300} від y для цих двох систем і існують певні відмінності, але вони аж ніяк не проявляють протилежну поведінку, як це має місце для електронних властивостей. Це ж стосується і інших АМС, зокрема, результатів дослідження низькотемпературної теплоємності АМС (Fe, Co, Ni)–Si–В [110–113].

ТАБЛИЦЯ 1. Значення ρ_{300} та α_{300} деяких АМС (Fe, Co, Ni)–Si–B.

Склад	$\rho \cdot 10^6$, Ом·см	$\alpha \cdot 10^4$, К ⁻¹	Поси- лання	Склад	$\rho \cdot 10^6$, Ом·см	$\alpha \cdot 10^4$, К ⁻¹	Поси- лання
Ni _{81,5} B _{18,5}	–	2,36	[96]	Co ₇₈ Ni ₂ B ₂₀	124	2,91	[99]
Ni ₆₃ B ₃₃	–	0,12		Co ₇₆ Ni ₄ B ₂₀	105	2,88	
Ni ₆₇ B ₂₂ Si ₁₁	–	–0,29		Co ₇₄ Ni ₆ B ₂₀	102	3,13	
Ni ₆₁ B ₃₉	–	–1,00		Co ₇₈ Fe ₂ B ₂₀	106	3,41	
Ni ₇₂ B ₂₆ Si ₂	103	0,93	[93]	Co ₇₆ Fe ₄ B ₂₀	116	3,12	
Ni ₇₂ B ₂₀ Si ₈	107	0,70		Co ₇₄ Fe ₆ B ₂₀	109	3,10	
Ni ₇₂ B ₁₄ Si ₁₄	116	0,42		Co ₇₂ Fe ₈ B ₂₀	124	2,75	
Ni ₇₀ B ₂₀ Si ₁₀	117	0,29		Co ₇₀ Fe ₁₀ B ₂₀	116	2,90	
Ni ₆₅ B ₂₀ Si ₁₅	159	–0,7		Co ₆₅ Fe ₁₅ B ₂₀	129	2,61	
Ni ₈₀ B ₁₆ Si ₄	77,1	1,26	[97]	Co ₆₀ Fe ₂₀ B ₂₀	124	2,87	
Ni ₇₉ Fe ₁ B ₁₆ Si ₄	81,8	1,57		Co _{68,5} Fe _{3,5} Si ₁₈ B ₁₀	182	0,90	
Ni ₇₈ Fe ₂ B ₁₆ Si ₄	87,7	1,45		Co _{65,5} Fe _{6,5} Si ₁₈ B ₁₀	172	0,81	
Ni ₇₇ Fe ₃ B ₁₆ Si ₄	88,0	1,25		Co ₇₂ Si ₁₈ B ₁₀	156	1,18	
Ni ₇₅ Fe ₅ B ₁₆ Si ₄	93,6	1,26		Co ₇₅ B ₂₅	–	2,88	[100]
Ni ₇₃ Fe ₇ B ₁₆ Si ₄	98,8	1,31		Co _{77,5} B ₉ Si _{13,5}	–	2,60	
Ni ₇₁ Fe ₉ B ₁₆ Si ₄	104,4	1,62		Co ₇₅ B ₂₀ Si ₅	–	2,59	
Ni ₆₉ Fe ₁₁ B ₁₆ Si ₄	108,3	2,08		Co ₇₅ B ₁₅ Si ₁₀	–	2,38	
Ni ₆₁ Fe ₁₉ B ₁₆ Si ₄	110,2	4,84		Co ₇₀ B ₂₅ Si ₅	–	1,50	
Ni ₇₇ B ₁₃ Si ₁₀	87,9	1,30		Co _{72,5} B ₁₁ Si _{16,5}	–	1,47	
Ni _{69,3} Fe _{7,7} B ₁₃ Si ₁₀	111,1	1,00		Co ₇₀ B ₂₁ Si ₉	–	1,40	
Ni _{61,6} Fe _{15,4} B ₁₃ Si ₁₀	121,2	2,37		Co ₇₀ B ₁₂ Si ₁₈	–	1,94	
M ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅ M = Fe _{0,5} Ni _{0,5}	136	2,86	[98]	Co ₇₈ B _{12,5} Si _{9,5}	–	1,64	
(Co _{0,1} M _{0,9}) ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅	133	2,83		Co ₈₅ B ₁₅	67,4	6,00	[83]
(Co _{0,2} M _{0,8}) ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅	131	2,77		Co _{80,75} B _{19,25}	104	2,80	
(Co _{0,3} M _{0,7}) ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅	127	2,81		Co _{76,5} B _{23,5}	109	2,30	
(Co _{0,4} M _{0,6}) ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅	125	2,70		Co _{72,25} B _{27,75}	125	1,50	
(Co _{0,5} M _{0,5}) ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅	123	2,53		Co ₆₈ B ₃₂	130	1,00	
(Co _{0,6} M _{0,4}) ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅	121	2,37		Co _{63,75} B _{36,25}	160	2,00	
(Co _{0,7} M _{0,3}) ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅	120	2,34		(Co ₈₅ B ₁₅) ₉₅ Si ₅	77,8	3,20	[83]
(Co _{0,8} M _{0,2}) ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅	117	1,93		(Co ₈₅ B ₁₅) ₉₀ Si ₁₀	116	1,90	
(Co _{0,9} M _{0,1}) ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅	115	1,75		(Co ₈₅ B ₁₅) ₈₅ Si ₁₅	125	1,30	
Co ₇₅ B ₁₀ Si ₁₅	114	1,85		(Co ₈₅ B ₁₅) ₈₀ Si ₂₀	154	1,10	

ТАБЛИЦЯ 1. (продовження)

Склад	$\rho \cdot 10^6$, Ом·см	$\alpha \cdot 10^4$, К ⁻¹	Поси- лання	Склад	$\rho \cdot 10^6$, Ом·см	$\alpha \cdot 10^4$, К ⁻¹	Поси- лання
Fe ₈₆ B ₁₄	113,8	1,79	[3]	(Fe ₅₀ Ni ₅₀) _{87,6} B _{12,4}	–	7,20	[82]
Fe ₈₅ B ₁₅	118,2	1,66		(Fe ₅₀ Ni ₅₀) _{84,0} B _{16,0}	–	5,57	
Fe ₈₄ B ₁₆	117,3	1,61		(Fe ₅₀ Ni ₅₀) _{81,9} B _{18,1}	–	5,66	
Fe ₈₃ B ₁₇	117,6	1,64		(Fe ₅₀ Ni ₅₀) _{79,9} B _{20,1}	–	4,38	
Fe ₈₁ B ₁₉	119,3	1,77		(Fe ₅₀ Ni ₅₀) _{77,7} B _{22,3}	–	4,25	
Fe ₈₀ B ₂₀	119,7	1,87		(Fe ₅₀ Ni ₅₀) _{75,8} B _{24,2}	–	2,97	
Fe ₇₉ B ₂₁	122,3	1,78		(Fe ₅₀ Ni ₅₀) _{74,0} B _{26,0}	–	2,97	
Fe ₇₅ B ₂₅	128,4	1,39		Fe ₇₈ B ₁₃ Si ₉	122,8	–	[105]
Fe ₈₇ B ₁₃	–	2,43	[24]	Fe ₈₅ B ₁₅	114,7	1,28	[106]
Fe ₈₄ B ₁₆	–	1,53		Fe ₈₀ Ni ₅ B ₁₅	109,0	2,17	
Fe ₈₂ B ₁₈	–	1,49		Fe ₇₅ Ni ₁₀ B ₁₅	103,4	2,52	
Fe ₈₀ B ₂₀	–	1,62		Fe ₇₀ Ni ₁₅ B ₁₅	99,4	3,44	
Fe ₇₈ B ₂₂	–	1,49		Fe ₆₅ Ni ₂₀ B ₁₅	94,5	3,79	
Fe ₇₄ B ₂₆	–	1,40		Fe ₆₀ Ni ₂₅ B ₁₅	92,7	3,94	
Fe ₈₀ B ₂₀	–	1,96	[60]	Fe ₅₅ Ni ₃₀ B ₁₅	95,2	4,56	
Fe ₈₀ B ₁₉ Si ₁	–	2,06		Fe ₆₈ Co ₁₇ B ₁₅	94	2,98	[107]
Fe ₈₀ B ₁₈ Si ₂	–	2,02		Fe ₆₄ Co ₂₁ B ₁₅	127	3,14	
Fe ₈₀ B ₁₆ Si ₄	–	1,82		Fe ₅₀ Co ₃₀ B ₁₅	151	3,94	
Fe ₈₀ B ₁₄ Si ₆	–	2,00		Fe ₄₀ Co ₄₀ B ₁₅	77	3,42	
Fe ₈₀ B ₁₂ Si ₈	–	2,16		Fe ₈₅ B ₁₅	–	1,23	[108]
Fe ₈₀ B ₈ Si ₁₂	–	1,92		Fe ₈₃ B ₁₇	–	1,50	
Fe ₈₀ B ₂₀	–	1,60	[26]	Fe ₈₀ B ₂₀	–	1,10	
Fe ₈₀ B ₁₈ C ₂	–	1,52		Fe ₇₈ B ₂₂	–	1,40	
Fe ₈₀ B ₁₆ C ₄	–	1,43		Fe ₈₅ B ₁₅	148	1,85	[99]
Fe ₈₀ B ₁₀ C ₁₀	–	1,04		Fe ₈₀ Co ₅ B ₁₅	165	2,16	
Fe ₈₂ B ₁₆ Ge ₂	–	1,80	[101]	Fe ₆₄ Co ₂₁ B ₁₅	138	3,15	
Fe ₈₂ B ₁₄ Ge ₄	–	2,16		Fe ₆₈ Co ₁₇ B ₁₅	135	2,47	
Fe ₈₂ B ₁₂ Ge ₆	–	2,39		Fe ₇₀ Co ₁₅ B ₁₅	147	2,31	
Fe ₈₀ B ₂₀	137	–	[102]	Fe ₈₀ Si ₆ B ₁₄	146	1,97	
Fe ₇₈ B ₁₃ Si ₉	140	–		Fe ₈₀ Si ₆ B ₁₄	143	1,80	
Fe ₈₁ B _{13,5} Si _{3,5} C ₂	140	–		Fe ₈₀ Si ₆ B ₁₄	164	1,83	
Fe ₄₀ Ni ₄₀ P ₁₄ B ₆	152	–		Fe ₈₀ Si ₆ B ₁₄	175	1,81	
Fe ₈₃ B ₁₀ Si ₇	121,7	1,60	[103]	Fe ₈₀ Si ₆ B ₁₄	134	1,83	
Fe ₈₂ B ₁₁ Si ₇	–	1,65		Fe ₈₀ Si ₆ B ₁₄	161	1,84	
Fe ₈₀ B ₁₃ Si ₇	–	1,66		Fe ₈₂ Si ₂ B ₁₆	160	1,78	
Fe ₇₉ B ₁₄ Si ₇	–	1,67		Fe _{76,2} Ni _{3,8} Si ₆ B ₁₄	174	2,24	
Fe ₇₀ Ni ₁₂ B ₁₆ Si ₂	109	2,64	[104]	Fe _{76,2} Ni _{3,8} Si ₆ B ₁₄	160	2,07	

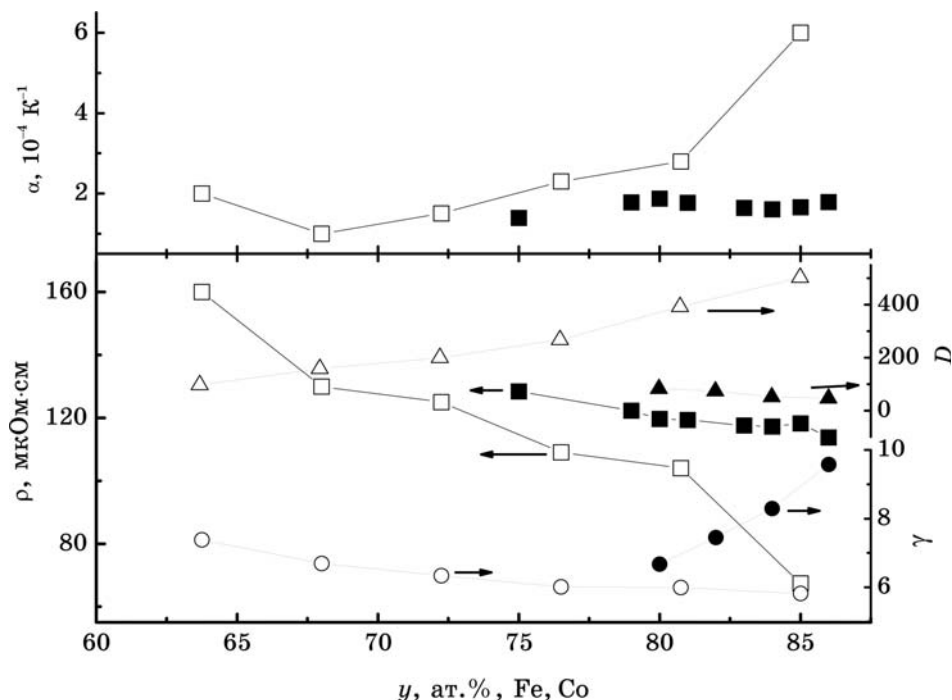


Рис. 8. Залежності ρ , α_{300} від y для АМС $\text{Fe}_y\text{V}_{100-y}$ (■) [3] та $\text{Co}_y\text{V}_{100-y}$ (□) [83] та залежність від y коефіцієнта електронної теплоємності γ [мДж/(моль·К²)] (●, ○) та константи спін-хвильової жорсткості D (meV·Е²) (▲, △) (темні символи для АМС з Fe [109], світлі — з Co [83]).

Вважається, що для всіх неупорядкованих систем виконується критерій Муїджі, який відбиває зв'язок між ТКО та питомим електроопором. Цей критерій встановлений емпірично і до цього часу не знайшов адекватного теоретичного підґрунтя.

На рисунку 9 зображено залежність α_{300} від ρ_{300} для АМС, параметри яких наведено в табл. 1, а на вставці показано зв'язок між цими параметрами для ряду нелегованих та слабколегованих АМС, переважно на основі Fe та Co із [98]. Як видно, в сукупності ці дані не можна назвати кореляцією. Спостерігається лише певне групування результатів для нелегованих та слабколегованих АМС на основі Ni (лінія 1), Co (лінія 2) та Fe (лінія 3). Щодо кореляції, зображеної на вставці, то вона, скоріше за все результат чисто випадкового підбору складів. Зокрема, для її верхньої частини, утвореної АМС на основі заліза, характерний досить малий розкид значень. Середня частина кореляції утворена цілим рядом стопів, переважна більшість з яких — це АМС системи Co–Si–V з великим вмістом металодідів. Ця область характеризується значним розкидом даних. Таким чином, універсальність широко відомої кореляції Муїджі виявля-

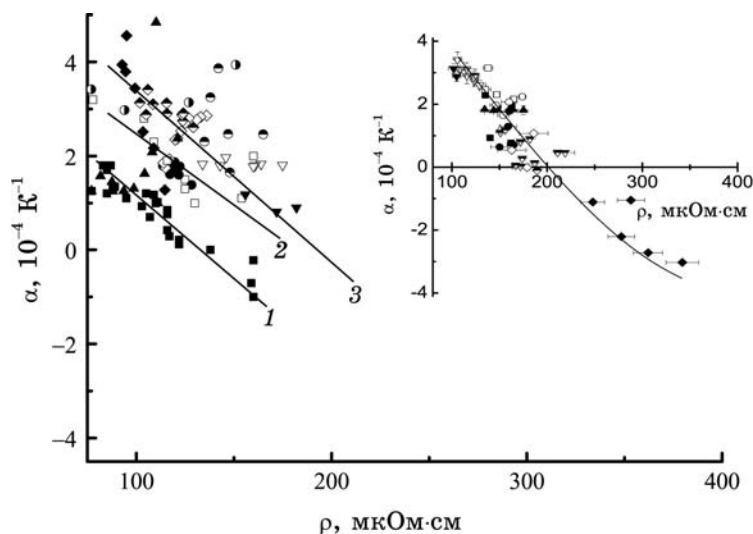


Рис. 9. Залежність α_{300} від ρ_{300} (кореляція Муїджі) для АМС, відомості про яких наведено в табл. 1. (символи відповідають позначенням на рис. 7; 1, 2 і 3 — АМС на основі Ni, Co і Fe відповідно). На вставці — кореляція Муїджі із [99].

ється обмеженою. Для прикладу, на рис. 10 наведено залежність $\alpha_{300}(\rho_{300})$, побудовану на основі результатів, взятих із робіт [83, 97, 98, 114, 115] для АМС $(\text{Co}_{1-x}(\text{Fe}_{0,5}\text{Ni}_{0,5})_x)_{75}\text{B}_{10}\text{Si}_{15}$, CoB , $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$, Ni-Fe-B-Si та $(\text{Co}_{0,9}\text{Zr}_{0,1})_{100-x}\text{Si}_x$ відповідно. Як видно, окремо взяті стопи в повній мірі не задовольняють кореляції Муїджі, а в деяких випадках — навіть суперечать їй.

Крім теорії ФЗ, для інтерпретації експериментальних результатів з електроопору АМС досить часто використовують і інші модельні уявлення. Так, для пояснення особливостей електроопору АМС Ni-P при низьких концентраціях P в [91] використовують механізм Моттового $s-d$ -розсіяння. Він безпосередньо слідує з аналізу магнеторезистивного ефекту, результати якого наведено, наприклад, в [58] для АМС $\text{Ni}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$ та $\text{Ni}_{80-x}\text{Fe}_x\text{P}_{14}\text{B}_{16}$ для $x = 10-80$ ат.%. В [116] температурні залежності $\rho(T)$ аморфних феромагнетних плівок Ni-Au, Co-Au та Fe-Au, одержаних методом конденсації на холодні підложжя, описують лише з використанням електронмагнетної взаємодії. Основним критерієм в цьому випадку є наявність залежності $\rho(T) \propto T^2$ при $T < T_c$ і досить слабка зміна ρ при температурах вищих за T_c .

На думку авторів [117] від’ємний магнетоопір, як і концентраційна залежність $\rho(T)$ АМС $\text{Fe}_x\text{Ni}_{80-x}\text{P}_{14}\text{B}_{16}$ для $x = 0-27$, не може бути пояснений з використанням теорій немагнетної природи. Наявність магнетного внеску в електротранспортні характеристики об-

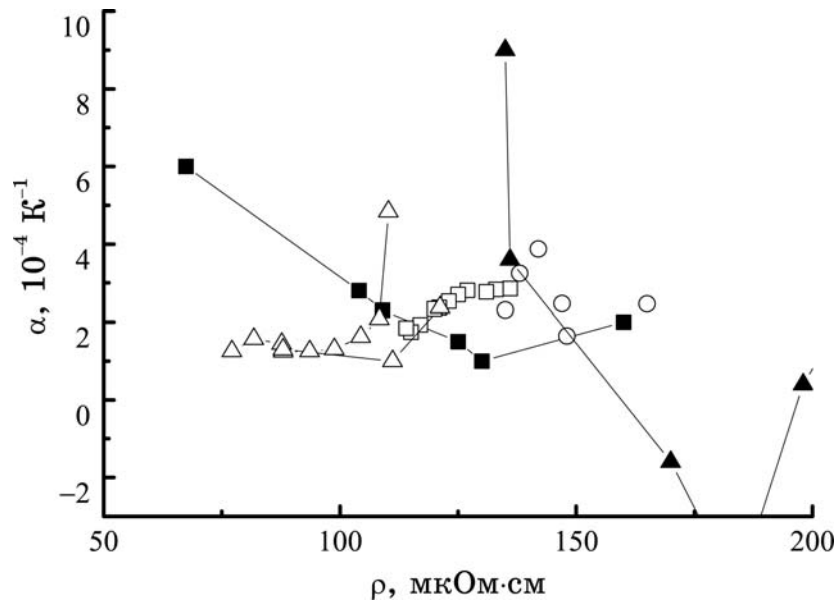


Рис. 10. Залежність α_{300} від ρ_{300} для AMC $(\text{Co}_{1-x}(\text{Fe}_{0.5}\text{Ni}_{0.5})_x)_{75}\text{B}_{10}\text{Si}_{15}$ (\square), CoB (\blacksquare), $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$ (\circ) Ni-Fe-B-Si (\triangle) та $(\text{Co}_{0.9}\text{Zr}_{0.1})_x\text{Si}_x$ (\blacktriangle) (за результатами робіт [83, 97, 98, 114, 115]).

ґрунтовано в [97] для AMC систем $\text{Ni}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{16}\text{Si}_4$ та $\text{Ni}_{77-x}\text{Fe}_x\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$, однак, на відміну від попередніх робіт, цей внесок розглядається як додатковий до електрон-фононного. Його величина зростає з вмістом Fe, але не перевищує 10 мкОм·см при загальному значенні $\rho \sim 120$ мкОм·см. У феромагнетній області як температурна, так і концентраційна залежність $\rho_{\text{магн}}$ цих AMC кількісно узгоджується з передбаченнями моделю спінного розупорядкування з урахуванням стохастичної структури аморфного стану. Для AMC $\text{Ni}_{80}\text{B}_{16}\text{Si}_4$ та $\text{Ni}_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$, парамагнетних у всій області T , значення ρ та його температурна залежність може бути кількісно описана з використанням теорії ФЗ. Зважаючи на наведені в [97] значення ρ та $\rho_{\text{магн}}$ спроби пояснити їх зміни при заміщенні Ni на Fe в рамках моделю ФЗ можна лише припустивши, що або Fe вносить в зону провідності більшу кількість електронів, ніж Ni, що є досить сумнівним, або суттєво змінюється структурний фактор, що мало ймовірно при невеликому вмісті Fe. Що стосується ТКО, то навіть такі грубі допущення не в змозі пояснити його концентраційні зміни з використанням лише механізму ФЗ.

Для AMC на основі заліза має місце подібна ситуація. Так, у [3, 24, 108, 118] викладено результати досліджень електротransпортних властивостей AMC Fe-B з різним вмістом бору. Практично на усіх залежностях $\rho(T)$ наявний мінімум при $T < 20$ К. При більш

високих T вони досить добре узгоджуються з передбаченнями теорії ФЗ. Проведена у [118] чисельна аналіза дає лише слабкі аргументи на користь існування магнетного внеску в АМС. Інша особливість, до якої схиляються автори [24, 108], є практично не залежна від концентрації В величина ТКО при 300 К в межах від 15 до 26 ат. % ($\alpha \sim 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$). Однак, аналіза залежностей, наведених у [3], та порівняння їх із результатами роботи [24] дає можливість встановити деякі спільні особливості залежностей ТКО від x , які можна бачити на рис. 8. Як видно з цього рисунка $\alpha_{300}(x)$ хоч і слабо, але залежить від x в області концентрацій 15–26 ат. %, досягаючи невеликого максимуму при 20 ат. %. Відмінність між цими результатами та наведеними у [108] автори пояснюють негомогенністю АМС.

Подібні залежності властиві і для АМС з іншим складом металоїдної групи. Так, в [26] досліджено залежності $R(T)$ АМС $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20-x}\text{C}_x$ ($0 \leq x \leq 10$), в [101] — $\text{Fe}_{82}\text{B}_{18-x}\text{Ge}_x$ ($x = 2, 4, 6$), а в [60] — $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20-x}\text{Si}_x$ ($0 \leq x \leq 12$). На відміну від висновку, зробленого в [118], для всіх цих стопів чисельна аналіза виявляє додатковий, хоча і слабкий, внесок пропорційний T^2 або $T^{3/2}$ практично у всьому експериментальному інтервалі температур (як правило до 300 К), що вказує на наявність електрон-магнетного розсіяння. При заміщенні бору на Ge та Si спостерігається зростання ТКО, а при заміщенні бору на С спостерігається зворотня тенденція. Якщо зміну ТКО при легуванні С можна пов'язувати з більшою кількістю зовнішніх електронів у вуглецю, порівняно з бором, то зміна ТКО у випадку Ge та Si менш зрозуміла, і скоріше за все, зумовлена особливостями атомної структури, оскільки добре відомо [119, 120], що через різні розміри атомів В та Si перший з них займає порожнини, а другий — заміщує атоми металу. Для атомів С та Ge, скоріш за все, також має місце подібна ситуація. В цих роботах поряд з детальною чисельною аналізою залежностей $R(T)$ з метою виявлення магнетного внеску в ρ , за рівнянням (13) проводилось і визначення Θ_d з використанням асимптотичної поведінки $R(T)$, як з врахуванням, так і без врахування можливого магнетного внеску. Одержані значення Θ_d лежать, як правило, в межах 300–500 К, тобто в тих межах значень Θ_d , які були одержані з низькотемпературних мірянть тепломісткості (див., наприклад, [1, 3]). Проте, монотонної зміни значень Θ_d при зміні складу АМС не виявляється навіть при врахуванні магнетного внеску, хоча висновок про його існування досить сумнівний через малу величину внесків, пропорційних T^2 або $T^{3/2}$. В [120] залежності $R(T)$ для об'ємного АМС $\text{Zr}_{48}\text{Nb}_8\text{Cu}_{12}\text{Fe}_8\text{V}_{24}$ аналізуються з урахування додаткового до механізму ФЗ внеску від багатофонових процесів та за рахунок обмеження розсіяння довгохвильовими фононами (див., наприклад, [1–3]), які також $\propto T^2$.

Якщо для кристалічних АМС перехід з феромагнетного в парамагнетний стан характеризується досить чіткою зміною ТКО при T_c ,

то для АМС така особливість досить слабка, або і зовсім не проявляється. Звичайно, це не означає, що магнетне розсіяння в АМС відсутнє, однак проста чисельна аналіза не є ефективною методою для його виявлення. Зокрема це відмічено в [97] при аналізі магнетного внеску в електроопір АМС на основі Ni(Fe)–Si–В.

Дослідження властивостей аморфних, плівок $\text{Fe}_{100-x}\text{Si}_x$ з досить широким інтервалом зміни x , одержаних методом осадження у вакуумі, показують, що ρ при $\sim 12 \leq x \leq 30$ є майже постійним, а ТКО при цьому зменшується, але не стає від'ємним [122, 123]. При більших x , як вважають автори, електрофізичні властивості АМС зумовлені існуванням двох аморфних фаз різного складу.

В [39] наведено результати дослідження аморфних плівок $\text{Fe}_x\text{Sb}_{100-x}$, у яких перехід метал–ізолятор при $x = 14$ розглядається в рамках скейлінгової теорії [124]. Відмітимо, що в металічній області має місце зміна знаку ТКО при $x > 72$ ат.%, а низькотемпературна частина електричного опору може бути описана законом $T^{1/2}$.

Спадна, майже лінійна, залежність ТКО від x характерна і для АМС $(\text{Fe}_{0,5}\text{Ni}_{0,5})_{100-x}\text{V}_x$ ($x = 12-26$) [82]. Для цих АМС характерне досить високе значення ТКО, який для низьких концентрацій бору близький до $7 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Слід зазначити, що наявність кристалічних фаз у цих АМС малоімовірна, що підтверджують результати, наведені з незалежних джерел, цитованих у цій роботі.

Загальна особливість, яка притаманна АМС на основі заліза полягає у тому, що заміщення Fe елементами, розміщеними праворуч від нього в періодичній системі (як правило, це Ni і Co), призводить до зростання ТКО до певного вмісту домішок. При більш високих концентраціях ТКО зменшується. Так, для АМС $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{9,5}\text{V}_{12,5}$ в [27] виявлено, що α_{300} зростає з $1,52 \cdot 10^{-4}$ до $1,83 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ при збільшенні x від 0 до 0,7, при $x = 0,9$ складає $1,4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, а при $x = 1,0-1,64 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Ці значення дещо нижчі, ніж ті, що одержані в [83] для АМС з близьким вмістом Co. Крім того, при низьких T виявляється мінімум електроопору, положення якого ($T_{\text{мін}}$) змінюється немонотонно з ростом вмісту Co, проходячи через максимум $T_{\text{мін}} = 33,5 \text{ K}$ при $x = 0,9$. Електроопір містить логарифмічну складову нижче $T_{\text{мін}}$ та квадратичну — в інтервалі температур $T_{\text{мін}} < T < 130 \text{ K}$. Автори вважають, що мінімум опору має Кондову природу, що пов'язано з існуванням слабо зв'язаних, здатних до перевероту, спінів. Припускається також, що виявлена в роботі [27] кореляція між коефіцієнтом при $\ln T$ і магнетним моментом Fe до $x < 0,9$, зумовлена зростанням інтегралу sd -обміну. При вищих T використана стандартна процедура для обчислення Θ_d . Остання змінюється немонотонно і лежить в межах $450 \pm 70 \text{ K}$. Незважаючи на це, робиться висновок лише про якісне пояснення одержаних результатів теорією ФЗ.

В [125] проаналізовано електроопір АМС $(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{100-y}(\text{Si}_z\text{B}_{1-z})_y$, $x = 0,09-0,11y$, $20 < y < 30$, $0 < z < 0,6$ і одержано залежність ρ від y та

z . ρ зростає як з ростом y , так і z , а найнижче значення (94 мкОм·см) одержано для АМС $(\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5})_{80}\text{B}_{20}$. На думку авторів ці зміни якісно можна пояснити із застосуванням теорії ФЗ, зважаючи на більшу, порівняно з В, валентність кремнію та з урахуванням резонансного розсіяння d -електронів.

Наведені вище приклади показують, що для АМС, у яких ПМ = Fe, Co, Ni та їх комбінації, інтерпретація електротранспортних властивостей є далеко неоднозначною. Ще більше питань виникає у випадку легування цих АМС іншими перехідними елементами. Загальна особливість, що виявляється при легуванні Mn, Cr, V та деякими $4d$ - та $5d$ -елементами — це зменшення ТКО при малому вмісті легувального компонента і збільшення $T_{\text{мін}}$. Більше того, у деяких випадках на залежностях $R(T)$ таких мінімумів виявляється два.

В роботах [36, 126–129] містяться результати досліджень електроопору АМС Fe–Cr–В. В [126] такі результати наведено як для $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$, так і для $\text{Fe}_{85-x}\text{Ni}_x\text{B}_{15}$. Результати Мессбаверових досліджень показують, що розподіл надтонких полів в обох АМС суттєво відрізняються: для АМС з нікльом на розподілі виявляється лише один пік, тоді як для АМС із Cr характерний двопіковий розподіл. Подібні результати одержано і для інших АМС [130]. В рамках теорії ФЗ одним із можливих варіантів пояснення результатів є зміщення k_F для Ni від максимуму структурного фактору $S(K)$, а для Cr — в бік цього максимуму. Крім того, розглядаються і інші механізми, зокрема для АМС $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$ передбачається досить значний внесок від розсіяння на спінових флюктуаціях, який може бути особливо суттєвим при великих концентраціях хрому. На залежностях $R(T)$ виявляється мінімум, який при $x = 5$ ат.% Cr розміщений вище, ніж 100 К. Його природу пов'язують з комбінацією двох внесків — зростаючого з температурою розсіяння на спінових флюктуаціях та спадного — структурного.

Деяко інша природа мінімуму електроопору була розглянута в [36] для АМС $\text{Fe}_{80-x}\text{Cr}_x\text{B}_{20}$ (див. розділ 2.3 та рис. 1). Як і для АМС $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$, в цій роботі відзначається значний внесок від розсіяння на спінових флюктуаціях, хоч детальної аналізи високотемпературної частини ρ і не наведено. В [127] аналізується температурна залежність електроопору АМС $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$ при T , вище ніж кімнатна. Інтерпретацію одержаних результатів зроблено з урахуванням як внеску ФЗ, так і магнетного. Існування останнього внеску очевидна, через наявність на залежностях $R(T)$ чіткого зламу при T_C . Різну концентраційну залежність обмінної константи, ТКО, температури кристалізації автори пов'язують з різною магнетною структурою та з різним хімічним або топологічним впорядкуванням АМС.

В [128] наведено результати досліджень електроопору та термо-ЕРС стопів $\text{Fe}_{85-x}\text{Cr}_x\text{B}_{15}$ та $\text{Fe}_{85-x}\text{Ni}_x\text{B}_{15}$, на основі яких зроблено висновки, що відносні концентраційні зміни термо-ЕРС і її залежність

від типу легувального компоненту знаходять адекватне пояснення з урахуванням спін-поляризованої ГЕС, тобто з використанням Моттового sd -моделю, але абсолютні значення термо-ЕРС вимагають залучення інших механізмів розсіяння електронів провідності.

Для інтерпретації залежностей $R(T)$ АМС $\text{Fe}_{75}\text{Cr}_5\text{V}_{20}$ та $\text{Fe}_{75}\text{Nb}_5\text{V}_{20}$ в [129] було використано двострумний модель провідності, в якому електрони однієї зі спинових орієнтацій розсіюються за механізмом ФЗ, а іншої — за електрон-електронним та магнетним механізмами. Модельні розрахунки показують, що при певних параметрах розрахункові залежності $R(T)$ відбивають всі особливості, що спостерігались на експерименті для феромагнетних АМС. Однак, велика кількість параметрів, використана для такого моделювання, ставлять його надійність під сумнів.

Аналогічні ефекти проявляються і на залежностях АМС на основі Fe при їх легуванні іншими елементами (див., наприклад, [28, 30, 41, 44, 132]), серед яких є і складнолеговані АМС типу FINEMET.

Подібний вплив легувальних елементів на електроопір властивий і АМС на основі кобальту. На рисунку 11 наведено залежність α_{300} від x для АМС $(\text{Co}_{0,85}\text{B}_{0,15})_{100-x}\text{X}_x$ [83] та $(\text{Co}_{0,9}\text{Zr}_{0,1})_{100-x}\text{X}_x$ [112] для різних X. Залежності α_{300} від вмісту Co в цілому є немонотонними і характеризуються наявністю невеликого мінімуму. Такий характер кривих є універсальним для АМС $(\text{Co}_{0,85}\text{B}_{0,15})_{100-x}\text{X}_x$, якщо X є металоїд і Al. Однак, для АМС $(\text{Co}_{0,9}\text{Zr}_{0,1})_{100-x}\text{X}_x$ залежність ТКО від вмісту Co суттєво відмінна, а мінімум на ній більш виражений для X = Si та Ge, при-

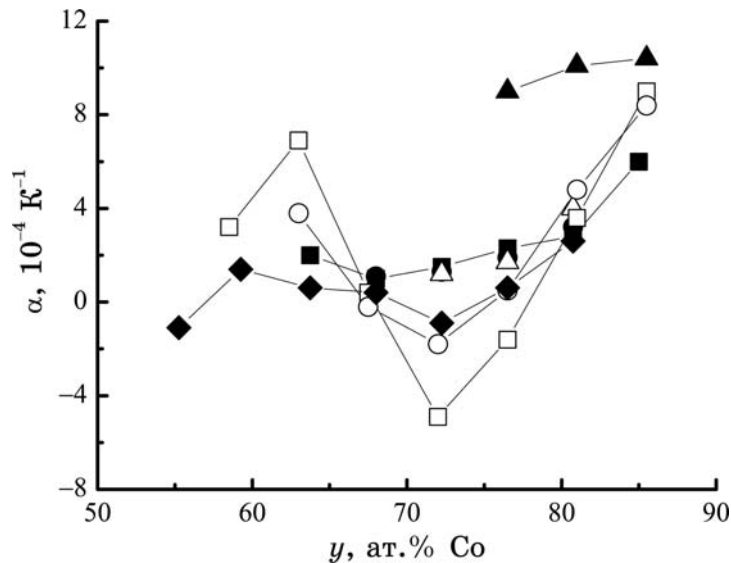


Рис. 11. Залежність α_{300} від вмісту Co y в АМС $(\text{Co}_{0,85}\text{B}_{0,15})_{100-x}\text{X}_x$ ($X = \text{B}$ (■), Si (●), Al (△) та V (◆) [83], $(\text{Co}_{0,9}\text{Zr}_{0,1})_{100-x}\text{X}_x$ ($X = \text{Al}$ (▲), Si (□) та Ge (○) [112]).

чому в точці мінімуму ТКО набуває від'ємного значення. В той же час, залежності для АМС $(\text{Co}_{0,85}\text{B}_{0,15})_{100-x}\text{X}_x$ з $X = \text{V}$ та $(\text{Co}_{0,9}\text{Zr}_{0,1})_{100-x}\text{X}_x$ з $X = \text{Ge}$ виявилися досить подібними. Залежності ρ від вмісту Co як для $(\text{Co}_{0,85}\text{B}_{0,15})_{100-x}\text{X}_x$, так і $(\text{Co}_{0,9}\text{Zr}_{0,1})_{100-x}\text{X}_x$ є монотонно спадними, причому для першого з цих АМС зміни електроопору досить слабо залежать від складу металоїдної групи, а при $X = \text{V}$ стають подібними до змін ρ для АМС $(\text{Co}_{0,9}\text{Zr}_{0,1})_{100-x}\text{X}_x$. На основі проведеної аналізи зроблено висновок, що електрофізичні властивості цих стопів пов'язані з ефектами локалізації, а пояснення характеру залежностей $\rho(T)$ і природи мінімуму електроопору можна зробити, врахувавши, крім них, ще й той факт, що участь у провідності беруть як sp -, так і d -електрони. Однак, участь у провідності d -електронів досить слабо аргументована, оскільки використана для цього формула Друде аж ніяк не дає узгодження між поведінкою ρ та $N(E_F)$, визначених за даними низькотемпературної теплоємності.

Узагальнюючи, зазначимо, що для інтерпретації електрофізичних характеристик АМС на основі заліза та кобальту використання конкретного механізму розсіяння можливо лише, із застосуванням ряду часто слабо обґрунтованих припущень про додаткові механізми розсіяння. В більшості випадків такі механізми подібні до тих, що спостерігаються в кристалічних матеріалах з відповідними поправками на специфіку, зумовлену структурною неупорядкованістю. Однак для аморфних матеріалів чітко встановлений ще один факт. Як відомо, результати дослідження їх атомної структури вказують на те, що вона не може розглядатися як однорідна, а має стохастичний характер. Зокрема, результати дифракційних досліджень можна описати лише в припущенні наявності областей з різним типом хімічного близького порядку (див., наприклад, [1]). Однак, при аналізі електричних властивостей це фактично не враховується. Наприклад, при використанні моделю ФЗ до багатокомпонентних АМС застосовують усереднений структурний фактор, який розраховують на основі парціальних структурних факторів компонентів. Однак такі розрахунки здійснюють, як правило, у припущенні однорідного розподілу компонентів по об'єму, а отже, не враховують наявність локальних областей з різним типом хімічного близького порядку.

Хоча така мікронеоднорідна атомарна структура є широко визнаною, вона, як не дивно, не знайшла застосування до опису транспортних властивостей. Але цілком логічно розглядати електроопір такої мікронеоднорідної структури з точки зору ефективного середовища, взявши до уваги різний тип хімічного близького порядку таких областей. Така точка зору була з успіхом застосована до опису магнетних характеристик АМС [13], зокрема, була встановлена важлива роль процесів кластеризації. В буквальному розумінні такі кластерні структури не відділені різкою межею від матричної структури, як це має місце для багатофазних систем, а являють собою

сукупність металічних атомів з певним типом ближнього впорядкування, в якому енергія обмінної взаємодії відрізняються від обмінної взаємодії в матриці в цілому. Досить часто характер обмінної взаємодії в межах кластера є протилежним до характеру обмінної взаємодії в матриці. Такі кластери можуть бути ефективними центрами розсіяння електронів провідності у кристалічних стопах. Так, у [133] розглянуто вплив кластерів Ni в мідній матриці на електроопір і встановлено, що розмір таких кластерів, а відповідно і їх магнетні властивості, можуть суттєво змінювати електричні властивості системи. Для АМС існування подібного внеску в електроопір не розглядається, хоча, наприклад в [97] при дослідженні АМС Ni–P відмічається роль кластерних утворень в процесах розсіяння, що зумовлює відмінності електрофізичних характеристик АМС, одержаних різними методами. Тому, на нашу думку, особливості електроопору АМС на основі заліза та кобальту слід розглядати саме з цих позицій з використанням відповідних критеріїв та метод аналізу.

4. ФЕНОМЕНОЛОГІЧНИЙ МОДЕЛЬ МАГНЕТООПОРУ ФЕРОМАГНЕТНИХ АМС

Аналіза великої кількості одержаних авторами і наявних у літературі експериментальних даних з магнетоопору (МО) АМС свідчить про те, що існує ціла низка проблем, пов'язаних з їх інтерпретацією. Зокрема, в літературі практично відсутня аналіза залежності анізотропної складової МО від магнетного поля. Не повністю ясний взаємозв'язок між доменною структурою АМС та їх магнетоопором. Мало уваги надавалось дослідженню впливу зовнішніх чинників (зовнішніх напружень, розмірних факторів, тощо) на МО. Порівняно незначна кількість робіт присвячена впливу легувальних компонентів на магнетоопір. Крім цього, не повністю ясний взаємозв'язок між МО та іншими властивостями, як кінетичними (в першу чергу електроопором), так і магнетними. Додатково до всього, накопичений експериментальний матеріал показує, що при вимірюваннях магнетоопору досить гостро стоїть проблема, пов'язана з відтворюваністю результатів, яку в кращому випадку можна було пов'язати з неоднорідністю зразків, а в найгіршому — з недосконалістю методики вимірювань. Тому важливою проблемою є детальна аналіза та систематизація експериментальних фактів та створення відповідних теоретичних моделей.

4.1. Результати експериментальних досліджень магнетоопору

На рисунку 12 представлено залежності β_{\perp} та β_{\parallel} від H для АМС $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_5\text{V}_{15}$, $\text{Fe}_{80}\text{Cr}_5\text{V}_{15}$, $\text{Fe}_{75}\text{Mn}_5\text{V}_{20}$ та $\text{Fe}_{75}\text{Ta}_5\text{V}_{20}$. Як β_{\perp} , так і β_{\parallel} , досить

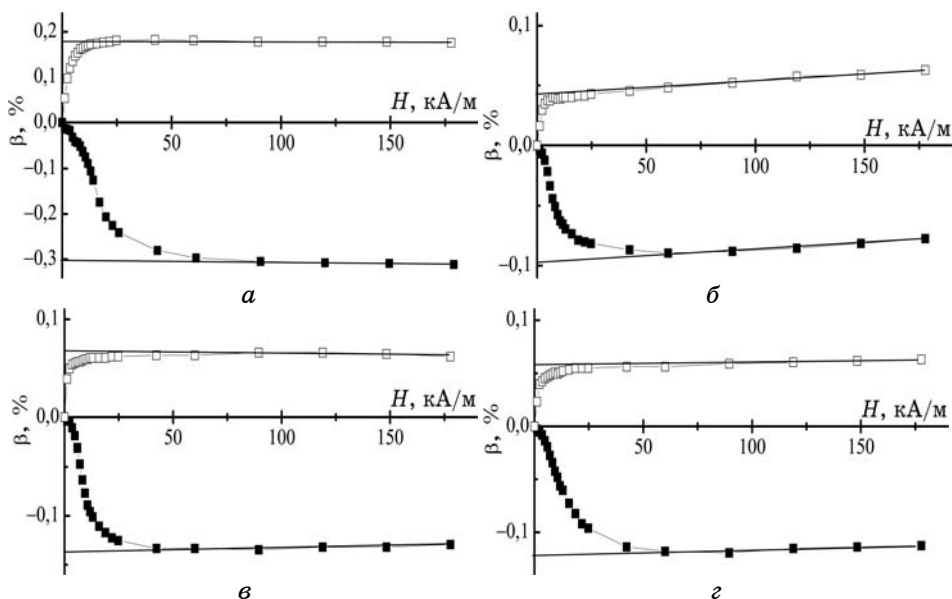


Рис. 12. Залежності поперечного β_{\perp} (■) та поздовжнього β_{\parallel} (□) магнетоопорів β від поля H для АМС $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_5\text{B}_{15}$ (а), $\text{Fe}_{80}\text{Cr}_5\text{B}_{15}$ (б), $\text{Fe}_{75}\text{Mn}_5\text{B}_{20}$ (в) та $\text{Fe}_{75}\text{Ta}_5\text{B}_{20}$ (г).

швидко змінюються при малих полях, досягаючи насичення, при 40–50 кА/м у випадку перпендикулярної орієнтації поля, та при ≤ 10 кА/м у випадку його поздовжньої орієнтації. При подальшому збільшенні H зміни β досить малі і близькі до лінійних. Такий вигляд залежностей типовий практично для всіх матеріалів (як кристалічних, так і аморфних) з відмінною від нуля магнетострикцією [54, 57, 60, 81, 134].

В таблиці 2 наведено значення магнетоопорів насичення $\beta_{S\perp}$ та $\beta_{S\parallel}$ для АМС $\text{Fe}_{80}\text{PM}_5\text{B}_{15}$ та $\text{Fe}_{75}\text{PM}_5\text{B}_{20}$. Ці величини були визначені за звичайною процедурою [38] — як точка перетину прямої лінії, яка характеризує ізотропну складову, з віссю ординат (відповідні прямі показано на рис. 12). Із одержаних результатів видно також, що відношення $\gamma = \beta_{S\parallel}/\beta_{S\perp}$ досить сильно відрізняється від -2 , яке характерне для ізотропного розподілу векторів намагнетованости домен за напрямками [53]. Це вказує на наявність у зразках деякого переважного напрямку орієнтації векторів намагнетованости, кут φ_0 між ним і віссю стрічки можна визначити з результатів вимірювання магнетоопору за рівнянням (19). Значення кутів φ_0 також наведено у табл. 2. Вони лежать у межах $30\text{--}40^\circ$ і ніяк не корелюють із типом ПМ. Скоріше за все, поява переважної орієнтації векторів намагнетованости в АМС зумовлена «технологічними» причинами.

ТАБЛИЦЯ 2. Магнетоопір насичення $\beta_{S\perp(l)}$ (%), відношення $-\beta_{S\parallel}/\beta_{S\perp}$, кути φ_0 , обчислені за рівнянням (19), ФАО $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ (%), та ТКО α (10^{-4} K^{-1}) для АМС $\text{Fe}_{80}\text{ПМ}_5\text{B}_{15}$ та $\text{Fe}_{75}\text{ПМ}_5\text{B}_{20}$.

Склад	$\beta_{S\parallel}$, %	$-\beta_{S\perp}$, %	$-\beta_{S\parallel}/\beta_{S\perp}$	φ_0 , °	ФАО, %	α , 10^{-4} K^{-1}
$\text{Fe}_{80}\text{Ni}_5\text{B}_{15}$	0,180	0,303	0,6	38	0,48	2,32
$\text{Fe}_{80}\text{Co}_5\text{B}_{15}$	0,199	0,253	0,8	42	0,45	1,96
$\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$	0,094	0,252	0,4	31	0,35	1,65
$\text{Fe}_{80}\text{Mn}_5\text{B}_{15}$	0,079	0,138	0,6	37	0,22	0,77
$\text{Fe}_{80}\text{Cr}_5\text{B}_{15}$	0,041	0,096	0,4	33	0,14	0,93
$\text{Fe}_{80}\text{Ti}_5\text{B}_{15}$	0,071	0,126	0,6	37	0,20	1,20
$\text{Fe}_{75}\text{Ni}_5\text{B}_{20}$	0,119	0,222	0,5	36	0,34	2,08
$\text{Fe}_{75}\text{Mn}_5\text{B}_{20}$	0,069	0,137	0,5	35	0,21	0,68
$\text{Fe}_{75}\text{Cr}_5\text{B}_{20}$	0,064	0,087	0,7	41	0,15	0,61
$\text{Fe}_{75}\text{V}_5\text{B}_{20}$	–	0,121	–	–	–	0,74
$\text{Fe}_{75}\text{Ti}_5\text{B}_{20}$	0,065	0,124	0,5	36	0,19	1,30
$\text{Fe}_{75}\text{Mo}_5\text{B}_{20}$	0,063	0,096	0,7	39	0,16	0,85
$\text{Fe}_{75}\text{Nb}_5\text{B}_{20}$	0,013	0,083	0,2	22	0,10	0,79
$\text{Fe}_{75}\text{Ta}_5\text{B}_{20}$	0,058	0,122	0,5	35	0,18	0,51
$\text{Fe}_{75}\text{W}_5\text{B}_{20}$	0,025	0,061	0,4	33	0,09	0,60

Як ми відмічали, особливості польової залежності магнетоопору АМС пов'язані з існування в них ФАО, яка визначається за рівнянням (22). У випадку малих значень магнетоопору, що характерно для АМС Fe–B, останнє можна трансформувати до вигляду:

$$\Delta\rho/\bar{\rho}_0 = \beta_{S\parallel} - \beta_{S\perp}. \quad (31)$$

Як видно з табл. 2, $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ змінюється немонотонно при зростанні атомового номера ПМ від початку до кінця 3d-ряду, досягаючи мінімуму при ПМ = Cr. Залежність ФАО від різниці ΔZ між порядковими номерами Fe та 3d-ПМ (рис. 13) виявилася однаковою для АМС з вмістом бору 15% та 20%. Слід також відмітити подібність цієї залежності до залежності ТКО α від ΔZ , одержану для цих АМС в [135]. Через це між α та ФАО спостерігається чітка кореляція (рис. 14). Зважаючи на те, що для побудови кореляційної залежності використано результати і для АМС з ПМ = Nb, Mo, Ta та W, це може свідчити про взаємозв'язок між механізмами розсіяння, які зумовлюють транспортні та магнето-транспортні властивості АМС.

4.2. Феноменологічний підхід до опису польових залежностей магнетоопору

Для аналізу експериментальних залежностей МО від магнетного поля слід було вибрати відповідну апроксимуючу функцію, яка б

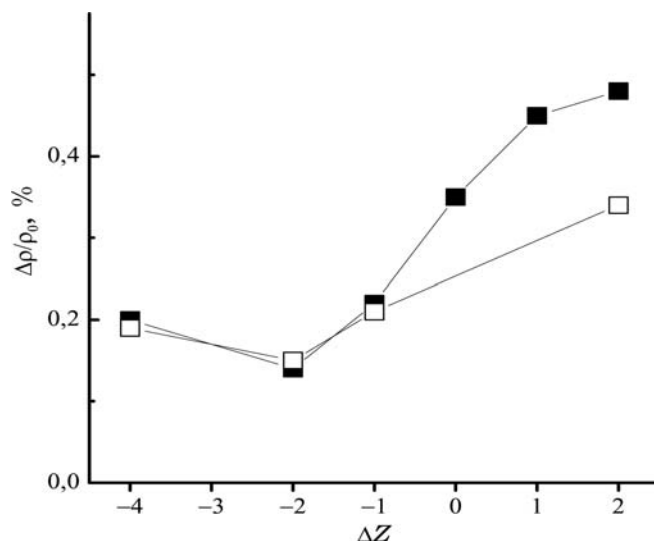


Рис. 13. Залежність ФАО $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ від різниці ΔZ між порядковим номером Fe і легувальним 3d-компонентом для АМС Fe₈₀PM₅B₁₅ (■) і Fe₇₅PM₅B₂₀ (□).

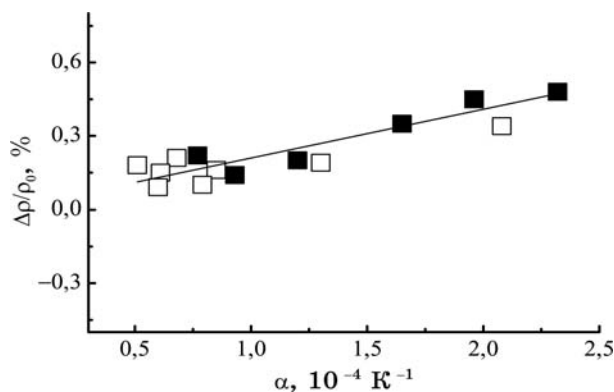


Рис. 14. Залежність ФАО $\Delta\rho/\bar{\rho}_0$ від ТКО α для АМС Fe₈₀PM₅B₁₅ (■) та Fe₇₅PM₅B₂₀ (□).

дала змогу прослідкувати зміну параметрів для АМС різних складів та виявити основні фактори впливу на ці параметри. Вибір ми зупинили на логістичній функції, яка дозволила досить добре апроксимувати анізотропну складову МО. З урахуванням ізотропної (лінійної по H) складової апроксимувальна функція мала вигляд:

$$\beta = \beta_s^T \left(1 - \frac{1}{[1 + (H / H_A)^2]} \right) + \xi |H|, \quad (32)$$

де ξ описує ізотропну складову, а β_S^T і H_A — незалежні від магнетного поля апроксимувальні параметри, обґрунтування та фізичний зміст яких буде розглянуто нижче.

Як приклад, на рис. 15, а, наведена залежність поперечного магнетоопору від H для АМС $\text{Fe}_{85}\text{V}_{15}$ та результати її апроксимації залежністю (32) з використанням методу найменших квадратів. Параметри апроксимації становлять: $\beta_{S\perp}^T = -0,264(5)\%$, $H_{A\perp} = 8,3(4)$ кА/м та $\xi_{\perp} = 5(4) \cdot 10^{-5} \% \cdot (\text{кА/м})^{-1}$. Аналогічна залежність для поздовжнього магнетоопору показана на рис. 15, б. Параметри апроксимації у цьому випадку складають: $\beta_{S\parallel}^T = 0,094(1)\%$, $H_{A\parallel} = 1,92(4)$

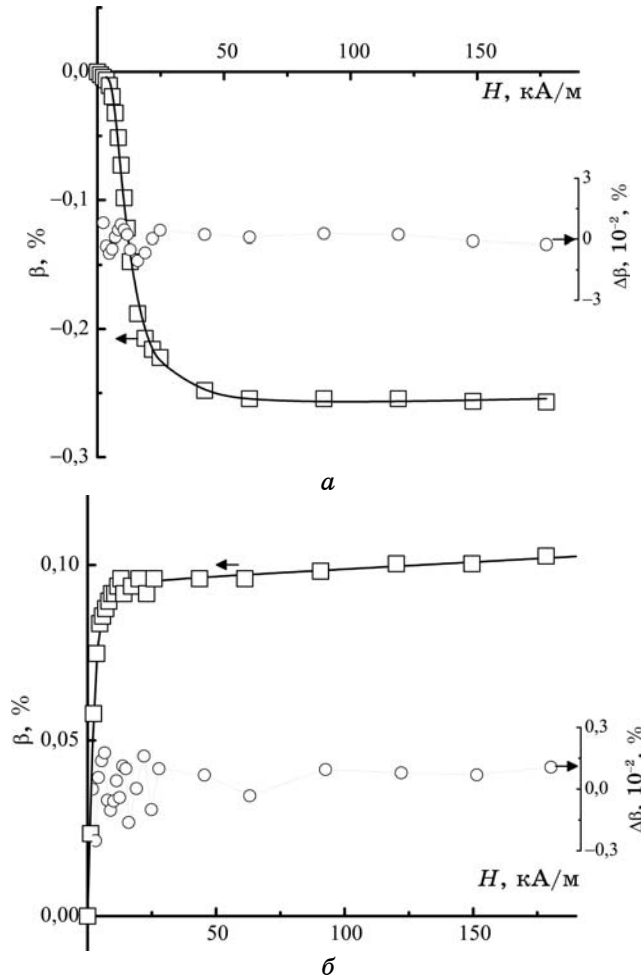


Рис. 15. Залежність поперечного (а) та поздовжнього (б) магнетоопорів β від поля H (\square) для АМС $\text{Fe}_{85}\text{V}_{15}$, їх апроксимація рівнянням (32) (—) та залежність різниці $\Delta\beta = \beta_{\text{експ}} - \beta_{\text{апр.}}$ від H (\circ).

кА/м та $\xi_{\parallel} = 4(1) \cdot 10^{-5} \% (\text{кА/м})^{-1}$. На рисунках 15, а, б, додатково представлено різницю $\Delta\beta$ між експериментальним та обчисленим за рівнянням (32) значенням МО. Як видно, максимальна різниця складає біля 0,01%, що близько до точности визначення β .

В таблиці 3 наведено результати, одержані при апроксимації експериментальних залежностей $\beta(H)$ для інших АМС. Через значні похибки величина ξ не наводиться. Однак, як і для АМС $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$, вона має порядок 10^{-5} – $10^{-4}\%$ $(\text{кА/м})^{-1}$, а за знаком додатня для всіх АМС, крім $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_5\text{B}_{15}$. Про те, що рівняння (32) добре апроксимує залежності $\beta(H)$, свідчить і лінійний характер залежностей β від $H^2/(H^2 + H_A^2)$ для АМС, у яких ізотропна компонента МО мала (на рис. 16 показано такі залежності для АМС $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$, $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_5\text{B}_{15}$ та $\text{Fe}_{80}\text{Co}_5\text{B}_{15}$).

Відмітимо, що одержані при апроксимації значення β_s виявилися досить близькими до значень магнетоопору насичення, визначеного за стандартною процедурою (табл. 2); тому і для них матимуть місце кореляції, подібні до зображених на рис. 13 та 14.

Залежності $H_{A\perp}$ та $H_{A\parallel}$ від ΔZ показано на рис. 17. Як видно, для АМС $\text{Fe}_{80}\text{ПМ}_5\text{B}_{15}$ при $\Delta Z = -2$ – $+2$ спостерігається чітка залежність між величиною $H_{A\perp}$ та значенням ΔZ ($H_{A\perp}$ майже лінійно зменшується зі зменшенням ΔZ). До цієї залежності досить близькі значення $H_{A\perp}$ для АМС $\text{Fe}_{75}\text{Ni}_5\text{B}_{20}$ ($\Delta Z = 2$) та $\text{Fe}_{75}\text{Mn}_5\text{B}_{20}$ ($\Delta Z = -1$). Однак для АМС $\text{Fe}_{75}\text{Cr}_5\text{B}_{20}$ ($\Delta Z = -2$) та $\text{Fe}_{75}\text{V}_5\text{B}_{20}$ ($\Delta Z = -3$) $H_{A\perp}$ виявились

ТАБЛИЦЯ 3. Значення апроксимаційних коефіцієнтів $\beta_{S\perp}^T$ та $H_{A\perp}$ (рівняння (32)) для АМС $\text{Fe}_{80}\text{ПМ}_5\text{B}_{15}$ та $\text{Fe}_{75}\text{ПМ}_5\text{B}_{20}$.

Склад	$-\beta_{S\perp}^T, \%$	$H_{A\perp}, \text{кА/м}$	$\beta_{S\parallel}^T, \%$	$H_{A\parallel}, \text{кА/м}$
$\text{Fe}_{80}\text{Ni}_5\text{B}_{15}$	0,295	13,6(6)	0,182	3,3(1)
$\text{Fe}_{80}\text{Co}_5\text{B}_{15}$	0,276	12,9(5)	0,185	0,80(6)
$\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$	0,264	8,3(4)	0,095	1,92(4)
$\text{Fe}_{80}\text{Mn}_5\text{B}_{15}$	0,141	8,4(6)	0,075	0,85(7)
$\text{Fe}_{80}\text{Cr}_5\text{B}_{15}$	0,092	6,9(3)	0,039	1,3(1)
$\text{Fe}_{80}\text{Ti}_5\text{B}_{15}$	0,131	11,4(2)	0,067	2,4(3)
$\text{Fe}_{75}\text{Ni}_5\text{B}_{20}$	0,225	12,7(2)	0,119	2,3(1)
$\text{Fe}_{75}\text{Mn}_5\text{B}_{20}$	0,141	7,3(3)	0,06	0,9(1)
$\text{Fe}_{75}\text{Cr}_5\text{B}_{20}$	0,090	20,3(1,1)	0,066	5,8(5)
$\text{Fe}_{75}\text{V}_5\text{B}_{20}$	0,136	15,8(1,5)	–	–
$\text{Fe}_{75}\text{Ti}_5\text{B}_{20}$	0,126	6,6(2)	0,069	1,7(2)
$\text{Fe}_{75}\text{Mo}_5\text{B}_{20}$	0,100	17,6(1,4)	0,061	3,6(4)
$\text{Fe}_{75}\text{Nb}_5\text{B}_{20}$	0,085	4,8(2)	0,014	1,0(1)
$\text{Fe}_{75}\text{Ta}_5\text{B}_{20}$	0,127	13,3(2)	0,052	1,7(2)
$\text{Fe}_{75}\text{W}_5\text{B}_{20}$	0,066	13,3(9)	0,024	2,8(4)

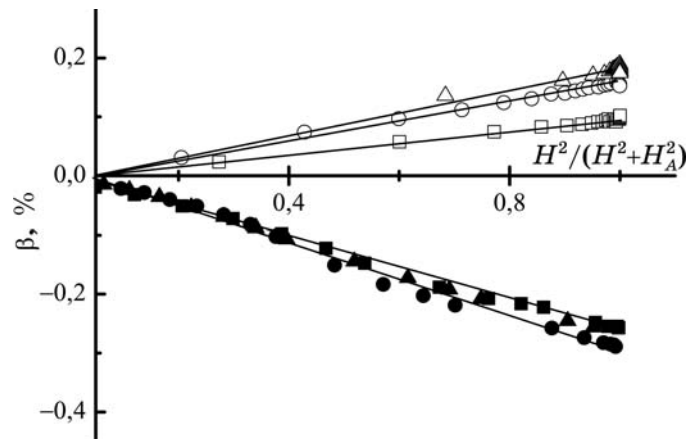


Рис. 16. Залежності β від $H^2/(H^2 + H_A^2)$ для АМС $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$ (\blacksquare , \square), $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_5\text{B}_{15}$ (\bullet , \circ) та $\text{Fe}_{80}\text{Co}_5\text{B}_{15}$ (\blacktriangle , \triangle), побудовані з використанням значень H_A із табл. 3.

значно більшими. Відмітимо суттєву різницю між значеннями H_A АМС $\text{Fe}_{80}\text{Cr}_5\text{B}_{15}$ та $\text{Fe}_{75}\text{Cr}_5\text{B}_{20}$ при майже однакових величинах β_S^T . Порівняно високі значення $H_{A\perp}$ одержано і для АМС з ПМ = Мо, Та та W. В цілому ж при $\Delta Z < -2$ кореляції, подібної зазначеній вище, не спостерігається. Досить важко виділити певну кореляцію і між $H_{A\parallel}$ та ΔZ (рис. 17, б).

Для того, щоб довести правомірність застосування апроксимуючої функції виду (32), дамо певну інтерпретацію цьому рівнянню та визначимо залежність апроксимуючих параметрів не тільки від складу, але й від дії зовнішніх чинників.

Опустивши ізотропну складову $\xi(H)$, перепишемо рівняння (32) у вигляді

$$\beta = \beta_S^T \frac{H^2}{H^2 + H_A^2}. \quad (33)$$

У такій формі запису величині $H^2/(H^2 + H_A^2)$ можна поставити у відповідність значення $\cos^2\varphi$, де φ — кут між вектором \mathbf{H} та вектором, який є сумою двох взаємно перпендикулярних векторів \mathbf{H} та \mathbf{H}_A , а вектор \mathbf{H}_A відіграє роль деякого внутрішнього магнетного поля. Якщо припустити, що намагнетованість \mathbf{M} орієнтована вздовж цього сумарного поля, то залежність β від $\cos^2\varphi$ (кут φ — кут між вектором намагнетованості \mathbf{M} та напрямком течії електричного струму) відповідала б загальноприйнятій залежності МО від намагнетованості [52, 53]. Тому слід очікувати, що залежність $\beta(H)$ вигляду (33) пов'язана з процесами магнетування.

Відомо, що магнетування зразків відбувається за рахунок двох механізмів: зсуву доменних меж та обертання векторів намагнето-

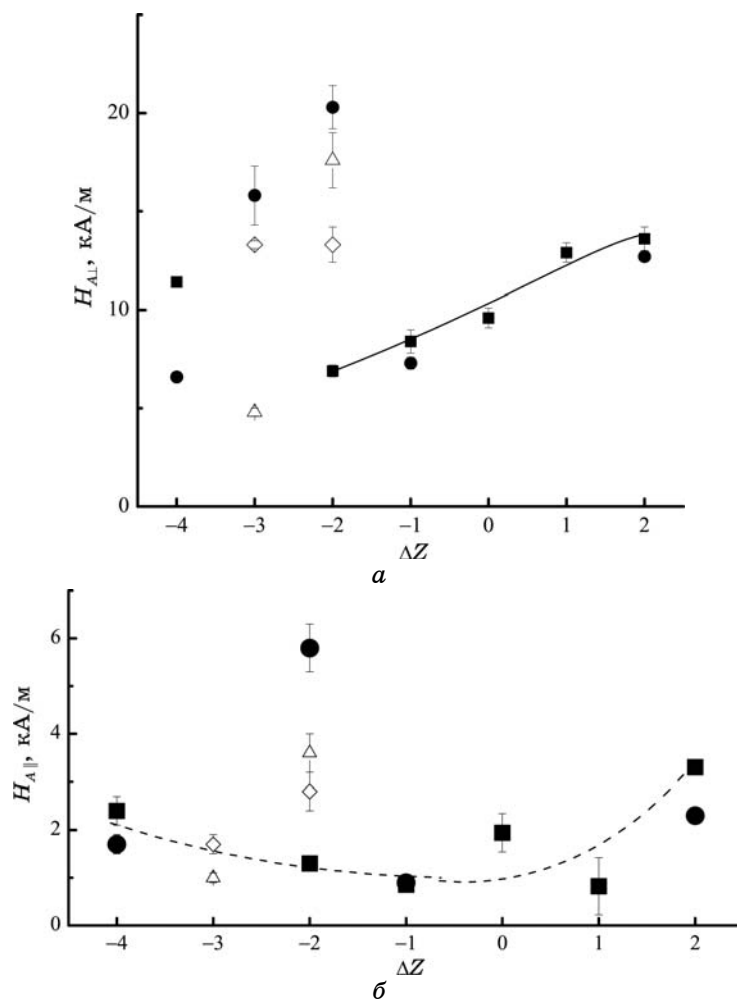


Рис. 17. Залежність $H_{A\perp}$ (а) та $H_{A\parallel}$ (б) від різниці ΔZ між порядковим номером Fe та ПМ для АМС Fe₈₀ПМ₅V₁₅ (■) та Fe₇₅ПМ₅B₂₀ (●), у яких ПМ — 3d-елементи, та Fe₇₅ПМ₅B₂₀ з ПМ = Mo, Nb (△) та ПМ = Ta, W. (◇).

ваности магнетних домен. Перший з цих процесів, як правило, досить слабо впливає на електричний опір феромагнетних матеріалів [52]. Тому будемо розглядати процеси магнетування лише за рахунок когерентного обертання векторів намагнетованости доменів.

Нехай у феромагнетика існує вісь легкого магнетування (ВЛМ) з деякою ефективною константою магнетної анізотропії K_{ef} . Розглянемо магнетування такого феромагнетика під дією магнетного поля, направлено перпендикулярно ВЛМ (рис. 18). Енергія магнетика у цьому випадку [52, 53]:

$$E = -K_{\text{еф}} \cos^2 \varphi - \mu_0 M_S H \sin \varphi, \quad (34)$$

де M_S — намагнетованість насичення, φ — кут між напрямком ВЛМ та вектором \mathbf{M}_S , μ_0 — магнетна стала. В цьому рівнянні представлено анізотропну та Зееманову складову енергії. Магнетопружній та магнетостатичний внески хоч і не розглядаються, однак легко показати, що вони можуть бути враховані відповідною модифікацією ефективної константи магнетної анізотропії $K_{\text{еф}}$. Значення кута φ одержуємо з умови мінімуму енергії:

$$\sin \varphi = \frac{\mu_0 M_S H}{2K_{\text{еф}}} = \frac{H}{H_A}, \quad (35)$$

де $H_A = 2K/(M_S \mu_0)$ — поле магнетної анізотропії [52, 53]. Якщо напрямок течії електричного струму співпадає з напрямком вісі магнетної анізотропії, то, зваживши на рівняння (35), слід було б очікувати, що $\beta \propto H^2$. Однак, як свідчать одержані експериментальні факти, така залежність не властива одержаним кривим $\beta(H)$.

Розглянемо процес магнетування феромагнетика за наявності в ньому деякого «внутрішнього» магнетного поля H_A (поле анізотропії), яке направлене перпендикулярно зовнішньому магнетному полю (рис. 18). Енергія магнетика у цьому випадку матиме вигляд:

$$E = -\mu_0 M_S H_A \cos \varphi - \mu_0 M_S H \sin \varphi, \quad (36)$$

мінімізація якої дає розв'язок:

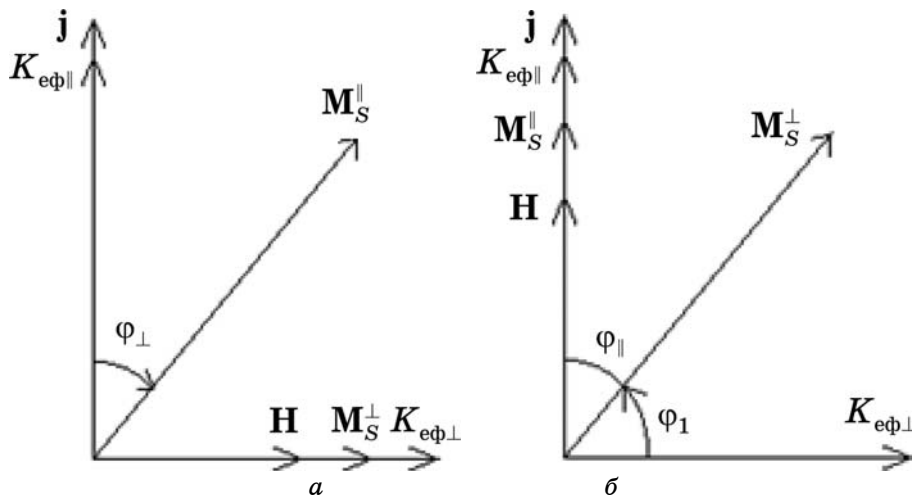


Рис. 18. Обертання векторів магнетування при поперечному (а) та поздовжньому (б) магнетуванні.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{H}{H_A} \quad \text{або} \quad \sin^2 \varphi = \frac{H^2}{H_A^2 + H^2}. \quad (37)$$

Саме така залежність і описує експериментальні криві $\beta(H)$.

Рівняння (36), в якому фігурує «внутрішнє» магнетне поле H_A , дозволяє розглядати його як поле анізотропії, ввівши деяку ефективну константу анізотропії:

$$K_{\text{еф}} = \mu_0 M_S H_A. \quad (38)$$

Відмінність цієї константи від константи ефективної анізотропії, що розглядається в рівнянні (34), полягає не тільки у величині, а й у кутовій залежності енергії анізотропії, зв'язаною з цією константою ($\sim \cos \varphi$, на відміну від рівняння (34), в якому енергія анізотропії $\sim \cos^2 \varphi$). Але саме в такому контексті можна пояснити одержані залежності $\beta(H)$.

За допомогою рівнянь (36) та (38) можна описати лише процеси магнетування феромагнетиків, у яких домени, намагнетованості яких у початковому стані орієнтовані вздовж ВЛМ, розділені 180° -межами. Однак, як відомо, така проста доменна структура дуже рідко спостерігається у реальних феромагнетних матеріалах, у тому числі, і в аморфних [2, 3, 136]. Для аморфних стопів доменна структура досить складна, а енергія анізотропії має досить складний просторовий розподіл [136]. Так, дослідження локальних кривих магнетування показали наявність шаруватості доменної структури АМС, у якій розподіл намагнетованостей доменів у поверхневих шарах зумовлений наявністю анізотропії типу «легка площина», а у внутрішніх областях — одноосною анізотропією, вісь якої перпендикулярна площині стрічки [137–141].

Досить часто експериментальні залежності $M(H)$ вдається описати, використовуючи два типи доменів з взаємно перпендикулярними напрямками векторів намагнетованості. При цьому домени різного типу знаходяться під дією різних за знаком внутрішніх напружень, а вектори намагнетованості одного з типів домен направлені вздовж вісі стрічки [142]. Магнетування АМС з такою доменною структурою можна розглядати як процес незалежного повороту намагнетованостей магнетних домен обох типів, об'ємні частки яких складають v_\perp та v_\parallel , а відповідні поля анізотропії характеризуються константами $K_{\text{еф}\perp}$ та $K_{\text{еф}\parallel}$. При цьому $v_\parallel + v_\perp = 1$.

Оскільки величини $H_{A\parallel}$ та $H_{A\perp}$ суттєво відрізняються (табл. 3), це дає підстави припустити і суттєву відмінність значень енергії анізотропії вздовж і перпендикулярно вісі стрічки, що може зумовити утворення двох типів доменів, розглянутих вище. Найпростішою модельною доменною структурою буде така, коли вектори намагнетованості окремих домен \mathbf{M}_\perp та \mathbf{M}_\parallel лежать у площині аморфної

стрічки.

Схеми магнетування такої доменної структури при поперечній та поздовжній орієнтації магнетного поля показано на рис. 18, *a* і *б* відповідно. Поперечне магнетування (рис. 18, *a*) відбувається лише за рахунок обертання векторів намагнетованости доменів, орієнтованих вздовж напрямку протікання електричного струму \mathbf{j} . Залежність енергії таких домен від кута повороту вектора намагнетованости φ_{\perp} відносно початкового значення записують у вигляді [136]:

$$E_{\parallel} = v_{\parallel}(-K_{\text{еф}\parallel} \cos \varphi_{\perp} - \mu_0 M_S H \sin \varphi_{\perp}). \quad (39)$$

Мінімум енергії досягається, коли:

$$\text{tg } \varphi_{\perp} = \frac{H}{H_{A\perp}} \quad \text{або} \quad \sin^2 \varphi_{\perp} = \frac{H^2}{H_{A\perp}^2 + H^2}, \quad (40)$$

де $H_{A\perp} = K_{\text{еф}\parallel}/(M_S \mu_0)$.

Повздовжнє магнетування здійснюється за рахунок обертання векторів намагнетованости домен, орієнтованих перпендикулярно \mathbf{j} (рис. 19, *б*). Їх енергія —

$$E_{\perp} = v_{\perp}(-K_{\text{еф}\perp} \sin \varphi_{\parallel} - \mu_0 M_S H \cos \varphi_{\parallel}). \quad (41)$$

В цьому випадку з умови мінімуму знаходимо:

$$\text{ctg} \varphi_{\parallel} = \frac{H_{A\parallel}}{H} \quad \text{або} \quad \cos^2 \varphi_{\parallel} = \frac{H^2}{H_{A\parallel}^2 + H^2}, \quad (42)$$

де $H_{A\parallel} = K_{\text{еф}\perp}/(M_S \mu_0)$.

Рівняння (40) та (42) мають таку ж залежність від H , як і анізотропна складова МО. Проаналізуємо, який вигляд залежності $\beta(H)$ слід очікувати в рамках розглянутих моделей доменної структури. Основним припущенням при цьому є припущення про те, що електричний опір окремого домену вздовж напрямку, що утворює кут φ з вектором його намагнетованости описується рівнянням (17) [53]. Сталі A та B знайдемо з умови, що при поздовжньому магнетуванні ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{j}$) $\varphi = 0$, і тоді $\rho_{\parallel D} = A + B$, а при поперечному — $\varphi = \pi/2$ і $\rho_{\perp D} = A$. Тоді

$$\rho_D = \rho_{\perp D} + (\rho_{\parallel D} - \rho_{\perp D}) \cos^2 \varphi. \quad (43)$$

Представимо електричний опір у вигляді двох складових: ізотропної ρ_I та анізотропної a , де ρ_I включає як магнетонезалежний внесок в ρ , так і внесок, який залежить від модуля H . Для більшості ферромагнетних металів справедливою є умова $\rho_I \gg a$. Врахувавши залежність складової a від напрямку H та той факт, що $\rho_{\parallel D} > \rho_{\perp D}$, за-

пишемо:

$$\rho_{\parallel D} = \rho_I + a_{\parallel} \quad \text{та} \quad \rho_{\perp D} = \rho_I - a_{\perp}. \quad (44)$$

З урахуванням цього вираз (43) набуває вигляду:

$$\rho_D = \rho_I - a_{\perp} + (a_{\parallel} + a_{\perp}) \cos^2 \varphi. \quad (45)$$

Якщо вектори намагнетованости домен розподілені у просторі статистично, то значення ρ дорівнюватиме [53]

$$\rho = \rho_I - a_{\perp} + (3/2)(a_{\parallel} + a_{\perp})(\cos^2 \varphi - 1/3), \quad (46)$$

звідки слідує, що $\beta_{S\parallel}/\beta_{S\perp} = -2$. Цей факт однозначно вказує на те, що розглянутий модель не може бути використаний для інтерпретації експериментальних результатів з МО.

Проаналізуємо, якими будуть кутові, а відповідно й польові залежності магнетоопору для доменної структури з взаємно перпендикулярною орієнтацією векторів намагнетованости сусідніх доменів.

Відомо, що питомий електричний опір матеріялу, який являє собою механічну суміш двох різних речовин, лежить в межах між питомими електричними опорами гіпотетичних матеріялів, утворених шляхом паралельного та послідовного сполучення елементів, виготовлених з цих матеріялів, з урахуванням їх об'ємних концентрацій:

$$(\rho_{D\parallel}\rho_{D\perp}) / (v_{\perp}(\rho_{D\parallel} + v_{\parallel}\rho_{D\perp}) \leq \rho \leq v_{\parallel}\rho_{D\parallel} + v_{\perp}\rho_{D\perp}. \quad (47)$$

Оскільки відношення $a_{\perp(\parallel)}/\rho_I$ мале, то з досить високою точністю можна вважати, що питомий електричний опір визначатиметься верхньою границею нерівности (47). Тоді за відсутности зовнішнього магнетного поля:

$$\rho_0 = \rho_I + v_{\parallel}a_{\parallel} - v_{\perp}a_{\perp}. \quad (48)$$

В перпендикулярному полі зміна ρ відбувається лише за рахунок обертання векторів намагнетованости домен, орієнтованих вздовж напрямку $\mathbf{j} (\perp \mathbf{H})$. Тому:

$$\rho_{H\perp} = v_{\parallel}[\rho_I - a_{\perp} + (a_{\parallel} + a_{\perp}) \cos^2 \varphi_{\perp}] + v_{\perp}[\rho_I - a_{\perp}], \quad (49)$$

а відповідне значення магнетоопору буде:

$$\beta_{\perp} = \beta_{S\perp} \sin^2 \varphi_{\perp}, \quad (50)$$

де

$$\beta_{S\perp} = -\frac{v_{\parallel}(a_{\perp} + a_{\parallel})}{\rho_I + v_{\parallel}a_{\parallel} - v_{\perp}a_{\perp}}. \quad (51)$$

При $\mathbf{H} \parallel \mathbf{j}$ обертаються вектори намагнетованости, орієнтовані перпендикулярно \mathbf{j} , а отже:

$$\rho_{H\parallel} = v_{\parallel}[\rho_I + a_{\parallel}] + v_{\perp}[\rho_I - a_{\perp} + (a_{\parallel} + a_{\perp})\cos^2 \varphi_{\parallel}], \quad (52)$$

та

$$\beta_{\parallel} = \beta_{S\parallel} \cos^2 \varphi_{\parallel}, \quad (53)$$

де

$$\beta_{S\parallel} = \frac{v_{\perp}(a_{\perp} + a_{\parallel})}{\rho_I + v_{\parallel}a_{\parallel} - v_{\perp}a_{\perp}}. \quad (54)$$

З урахуванням рівнянь (40) та (42), рівняння (50) та (53) матимуть таку ж залежність від магнетного поля, що й використана при апроксимації експериментальних результатів.

Ще один тип доменної структури, яку слід розглянути, це така, в якій вектори намагнетованости окремих доменів утворюють кут φ_0 з напрямком протікання електричного струму. В такому моделю легко одержати вираз $\operatorname{tg}^2 \varphi_0 = -\beta_{S\parallel}/\beta_{S\perp}$, використаний для обчислення значень φ_0 , наведених в табл. 2. Однак, аналіза результатів з МО в рамках цього моделю показує, що він не дає адекватного опису експериментальних кривих $\beta(H)$.

Таким чином, параметрам апроксимувальної функції (32) можна дати цілком природну інтерпретацію: ξ описує ізотропний внесок, β_s^T — значення анізотропної складової при насиченні, а H_A — деякий внутрішній параметер, який ми назвали полем анізотропії. Різницю у абсолютних значеннях та відмінності у польових залежностях поздовжнього та поперечного магнетоопорів можна пояснити, використавши модель доменної структури, що складається з домен із взаємно перпендикулярними орієнтаціями векторів намагнетованости.

4.3. Фактори, що визначають параметри залежностей МО від \mathbf{H}

Вплив розмагнетувального поля на магнетоопір. Оскільки розміри зразків в напрямку магнетного поля при мірянні поздовжнього та поперечного магнетоопорів суттєво відрізняються, то і значення розмагнетувальних факторів N для цих двох випадків будуть суттєво відмінними. Згідно з [143], для прямокутних зразків N можна обчислити за допомогою рівняння:

$$N = \frac{(1/L)}{1/L + 1/a + 1/b}, \quad (55)$$

де L — розміри зразка в напрямку прикладання поля, a та b — в перпендикулярних до нього напрямках. Характерні розміри зразків, що досліджувалися, склали $\sim 20 \times 1 \times 0,025$ мм³. Тому при поздовжній орієнтації H $L_{\parallel} \sim 20$ мм, $a_{\parallel} \sim 1$ мм, $b_{\parallel} \sim 0,025$ мм, а відповідне значення $N_{\parallel} \sim 1,2 \cdot 10^{-3}$. При поперечній орієнтації поля $L_{\perp} \sim 1$ мм, $a_{\perp} \sim 20$ мм, $b_{\perp} \sim 0,025$ мм, що дає $N_{\perp} \sim 2,4 \cdot 10^{-2}$. Оскільки поле розмагнетування $H_N = NM$ [53], то при таких розмагнетувальних факторах та намагнетованості насичення $M_S \sim 0,5$ МА/м (що притаманне деяким АМС на основі заліза [1, 2, 20, 136]) розмагнетувальні поля складатимуть, відповідно, $H_{NS\parallel} \sim 0,6$ та $H_{NS\perp} \sim 12$ кА/м, тобто, є близькими до відповідних значень H_A , особливо у випадку поперечної орієнтації магнетного поля. Таким чином, слід очікувати, що розмагнетувальні поля будуть суттєво впливати і на параметри, що визначають залежності $\beta(H)$.

Для визначення такого впливу були проведені дослідження магнетоопору зразків АМС однакового складу, але з різними розмірами (різні величини N). Результати, одержані для АМС Fe₈₆V₁₄, показують, що різниця в залежностях $\beta(H)$ зразків довжиною 10 та 20 мм однакової ширини незначна і вкладається у межі похибки експерименту. Близькими виявилися і параметри, одержані при апроксимації цих залежностей рівнянням (32). В той же час зміна ширини досліджених зразків досить сильно впливає на параметри апроксимації кривих $\beta(H)$, що видно з рис. 19, на якому, як приклад, зображено залежності β від H та β від $H^2/(H^2 + H_A^2)$ АМС Fe₆₈Co₁₇V₁₅, одержані для зразків різної ширини. Величина $H_{A\perp}$ зменшується зі збільшенням ширини зразків (зменшенням розмагнетувального фактора N). Змінюється в цьому випадку і значення магнетоопору насичення. Однак зміни $\beta_{S\parallel}$ та $\beta_{S\perp}$ взаємозв'язані, і $\Delta\rho/\bar{\rho}_0 = \beta_{S\parallel} - \beta_{S\perp}$ в межах похибок залишається майже сталою.

Залежності $H_{A\perp}$ від $N_{A\perp}$ та $H_{A\parallel}$ від $N_{A\parallel}$, побудовані за одержаними результатами, зображено на рис. 20, a та b відповідно. Видно, що $H_{A\perp}$ лінійно зростає зі збільшенням $N_{A\perp}$, в той час як $H_{A\parallel}$ досить швидко зменшується зі збільшенням $N_{A\parallel}$.

Лінійне зростання значення $H_{A\perp}$ можна пояснити, припустивши, що зв'язок між полем анізотропії та ефективною константою анізотропії $K_{\text{еф}}$ дається рівнянням (36), при умові, що $K_{\text{еф}}$ включає, як доданок, константу анізотропії форми $K_{\text{розм}}$, зумовлену розмагнетуванням АМС:

$$K_{\text{розм}} = \alpha N M_S^2 \mu_0, \quad (56)$$

де α — деяка стала, близька до 1/2 [53].

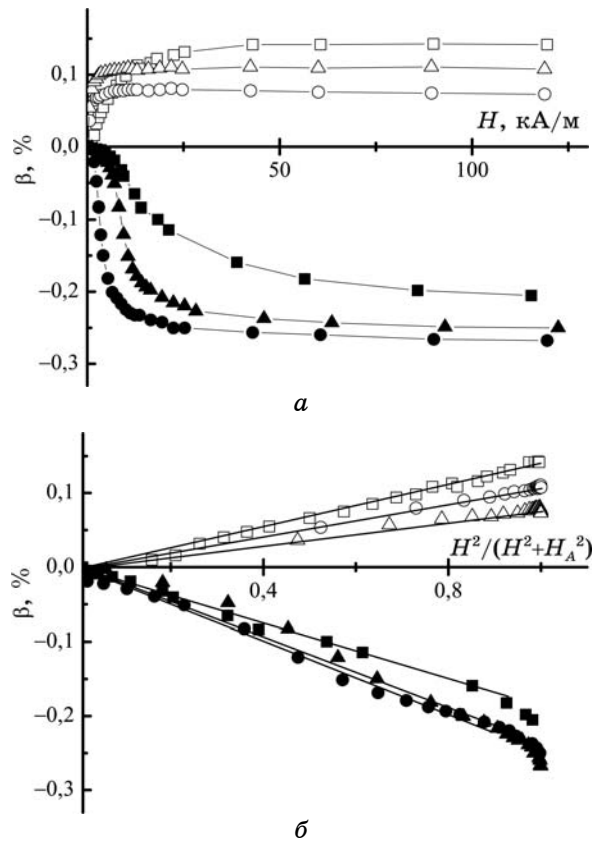


Рис. 19. Залежності β_{\perp} і β_{\parallel} від H (а) та $H^2/(H^2 + H_A^2)$ (без врахування ізотропної складової) (б) для АМС $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$ з шириною зразків 0,9 (■, □), 2,3 (▲, △) та 4,0 (●, ○) мм.

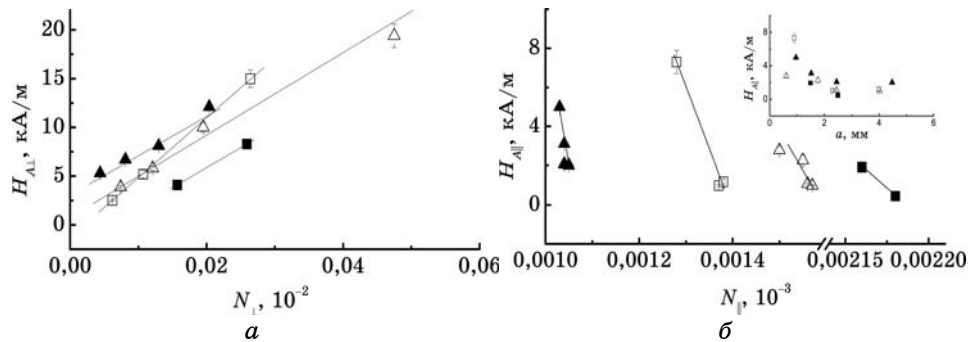


Рис. 20. Залежності $H_{A\perp}$ (а) та $H_{A\parallel}$ (б) від N для АМС $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$ (■), $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$ (□) та АМС $\text{Fe}_{76.2}\text{Ni}_{3.8}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ з різною товщиною стрічок: (▲) — 20 мкм, (△) — 30 мкм. (На вставці — залежність $H_{A\parallel}$ від ширини зразків.)

ТАБЛИЦЯ 4. Значення $K'_{\text{еф}}/(M_S\mu_0)$ і αM_S , одержані апроксимацією експериментальних залежностей рівнянням (57), та значення M_S , обчислені при $\alpha = 1/2$ (* товщина 20 мкм, ** товщина 30 мкм).

АМС	$K'_{\text{еф}}/(M_S\mu_0)$, кА/м	αM_S , кА/м	M_S , 10^6 А/м	M_S , Тл
Fe ₈₅ B ₁₅	-2,4	422	0,84	1,0
Fe ₆₈ Co ₁₇ B ₁₅	-1,3±0,3	610±40	1,22±0,08	1,5±0,1
Fe _{76,2} Ni _{3,8} Si ₆ B ₁₄ *	3,0±0,3	404±25	0,81±0,05	0,97±0,06
Fe _{76,2} Ni _{3,8} Si ₆ B ₁₄ **	0,8±0,2	423±25	0,85±0,05	1,03±0,06

Тоді з урахуванням рівнянь (38) та (56) можна записати:

$$H_A = \alpha M_S N + \frac{K'_{\text{еф}}}{M_S \mu_0}, \quad (57)$$

де $K'_{\text{еф}}$ — константа, що включає всі складові магнетної анізотропії, за винятком вже врахованої анізотропії форми. З виразу (57) слідує лінійний зв'язок між $H_{A\perp}$ та N_{\perp} (рис. 20, а). Значення $K'_{\text{еф}}/(M_S\mu_0)$ і αM_S , одержані апроксимацією експериментальних залежностей рівнянням (57), наведено в табл. 4. В цій же таблиці наведено значення M_S , обчислене при $\alpha = 1/2$. Останні добре узгоджуються з наявними літературними даними [2, 3, 136]. Слід відмітити, що значення M_S стрічок АМС Fe_{76,2}Ni_{3,8}Si₆B₁₄ різної товщини досить близькі. Це підтверджує справедливості вибору значення $H_{A\perp}$ у вигляді (57).

В той же час за допомогою рівняння (57) не можна пояснити спадну залежність $H_{A\parallel}$ від N_{\parallel} , оскільки для цього потрібно було б допустити від'ємне значення M_S . Зважаючи на те, що розмагнетувальний фактор N_{\parallel} на порядок менший за N_{\perp} , а його зміни при зміні ширини зразків незначні, то внесок $K_{\text{розм}}$ у загальну ефективну константу анізотропії досить малий. Отже ці зміни, скоріше за все, зумовлені залежністю $K'_{\text{еф}}$ від інших факторів. Крім того, слід відмітити, що залежності $H_{A\parallel}$ від ширини зразків a , зображені на вставці до рис. 20, б, виявилися досить близькими для всіх АМС.

Вплив одноосної деформації на польові залежності магнетоопору. Вплив зовнішніх напружень розтягу на залежності $\beta(H)$ досліджувався лише для поперечного МО. Специфіка методики мірянн дозволяла провадити міряння, лише починаючи з деякого значення механічного напруження σ_0 (через наявність затискачів та інших рухомих елементів експериментальної установки). Зазначимо, що відмінності у поперечних розмірах зразків зумовлюють різні величини σ_0 . Це дещо ускладнює кількісне порівняння результатів; тому надалі результати наводяться у шкалі різницевого значення $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$.

Як приклад, на рис. 21 зображено залежності $\beta(H)$ для АМС Fe₈₀ПМ₅B₁₅ з ПМ = Ni та Co при різних значеннях $\Delta\sigma$. Такі криві мо-

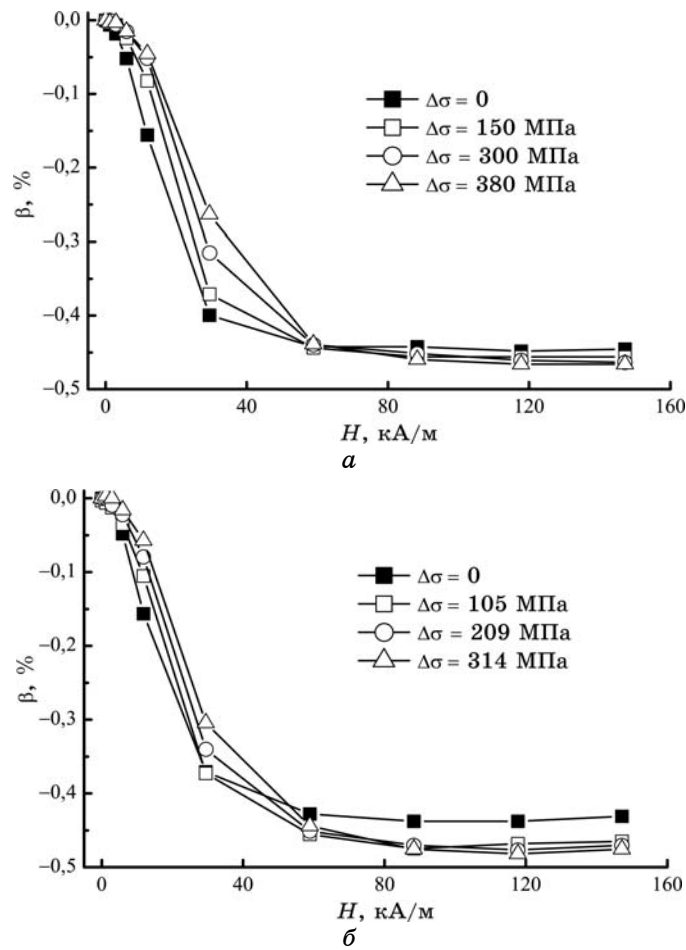


Рис. 21. Залежності $\beta(H)$ при різних значеннях $\Delta\sigma$ для АМС $\text{Fe}_{80}\text{PiM}_5\text{V}_{15}$ з $\text{PM} = \text{Ni}$ (а) та Co (б) (значення $\Delta\sigma$ наведено на графіках).

жна апроксимувати рівнянням (32).

Залежності $|\beta_s^T|$ та H_A від $\Delta\sigma$ зображено на рис. 22. Видно, що для всіх досліджених АМС спостерігається лінійне збільшення значення H_A з ростом $\Delta\sigma$. Зростання величини $|\beta_s^T|$ є цілком логічним, оскільки у феромагнетних матеріалах з додатньою константою магнетострикції λ при накладанні зовнішнього механічного напруження відбувається орієнтація векторів намагнетованості домен вздовж напрямку σ . Якщо цей напрямок співпадає з напрямком протікання електричного струму, матиме місце зменшення електричного опору R_0 за рахунок орієнтації доменів паралельно \mathbf{j} . Так як значення магнетоопору насичення R_{HS} залишається при цьому незмінним, то абсолютна величина $|\beta_s|$ повинна зростати, що і спостерігається

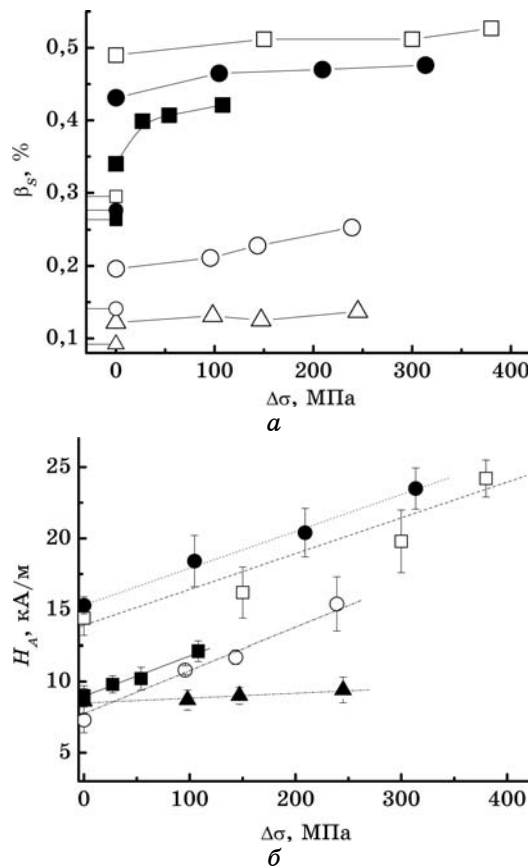


Рис. 22. Залежності магнетоопору насичення β_s (а) і H_A (б) від $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$ для АМС $Fe_{85}B_{15}$ (■), $Fe_{80}Ni_5B_{15}$ (□), $Fe_{80}Co_5B_{15}$ (●), $Fe_{80}Mn_5B_{15}$ (○) та $Fe_{80}Cr_5B_{15}$ (△); значками з горизонтальними лініями позначено β_s для $\sigma_0 = 0$.

експериментально (зміна R при дії навантаження проходить не тільки за рахунок обертання магнетних доменів, а й за рахунок тензорезистивного ефекту, величина якого залежить від H [144]).

При прикладанні напруження вздовж вісі стрічки значення $H_{A\perp}$, а відповідно, і константи анізотропії змінюються. Як і при врахуванні ефектів розмагнетування, будемо вважати, що

$$K_{\text{деф}} = \beta\lambda\sigma, \tag{58}$$

де $\beta = 3/2$ [53]. Отже поле анізотропії:

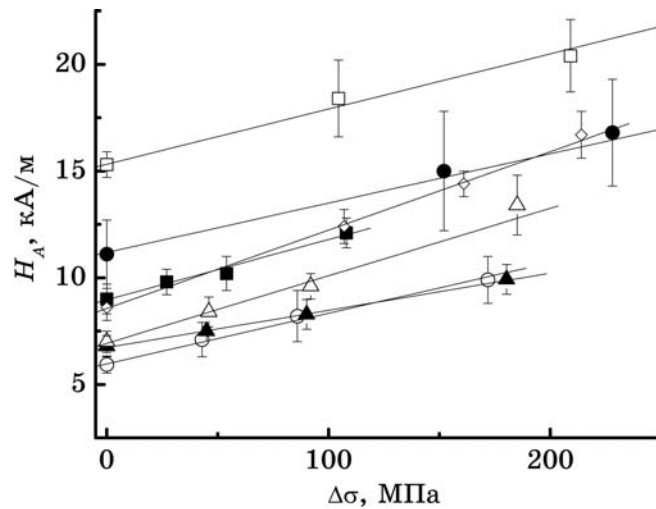
$$H_A = \beta \frac{\lambda\sigma}{M_S\mu_0} + \frac{K'_{\text{еф}}}{M_S\mu_0}, \tag{59}$$

ТАБЛИЦЯ 5. Значення $K'_{\text{ef}}/(M_S\mu_0)$ і $\beta\lambda/(M_S\mu_0)$, одержані апроксимацією експериментальних залежностей рівнянням (59).

АМС	$K'_{\text{ef}}/(M_S\mu_0)$, кА/м	$\beta\lambda/(M_S\mu_0)$, А/(м·Па)
$\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$	$9,0\pm 0,5$	28 ± 9
$\text{Fe}_{80}\text{Ni}_5\text{B}_{15}$	$13,9\pm 1,1$	25 ± 5
$\text{Fe}_{80}\text{Co}_5\text{B}_{15}$	$15,3\pm 0,6$	26 ± 5
$\text{Fe}_{80}\text{Mn}_5\text{B}_{15}$	$7,7\pm 0,7$	30 ± 6
$\text{Fe}_{80}\text{Cr}_5\text{B}_{15}$	$8,5\pm 0,7$	3 ± 2

де K'_{ef} — всі складові магнетної анізотропії за винятком врахованої окремо магнетопружної складової (перший доданок). З цього виразу слідує лінійний зв'язок між $H_{A\perp}$ та σ , як це показано на рис. 22. Параметри, одержані апроксимацією цих залежностей рівнянням (59), наведено у табл. 5. Із рівняння (59) та наведених у табл. 5 значень випливає, що при $\beta = 3/2$ та $\mu_0 M \sim 1$ Тл, величина λ_S складатиме значення $2 \cdot 10^{-5}$, що типово для АМС на основі заліза. Так для АМС $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$ та $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_5\text{B}_{15}$ $\mu_0 M = 1,13$ Тл [136], тому відповідні λ_S складатимуть $(21\pm 5) \cdot 10^{-6}$ та $(18\pm 3) \cdot 10^{-6}$, для АМС $\text{Fe}_{80}\text{Mn}_5\text{B}_{15}$ $\mu_0 M = 0,97$ Тл і $\lambda_S = (20\pm 4) \cdot 10^{-6}$. Для АМС $\text{Fe}_{80}\text{Cr}_5\text{B}_{15}$ значення λ_S виявилось на порядок меншим, що типово для АМС на основі Fe при їх легуванні цим елементом [136].

Аналогічний вплив зовнішніх механічних напружень спостерігається і для інших АМС. Так, на рис. 23 наведено залежності H_A від $\Delta\sigma$ для АМС $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$ з $x = 0, 5, 15, 17, 21$ та 25 ат.%. Підкрес-

Рис. 23. Залежність H_A від $\Delta\sigma$ для АМС $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$ при $x = 0$ (■), 5 (□), 12 (●), 15 (○), 17 (▲), 21 (△) та 25 (◇) ат.%.

лимо, що концентраційна залежність $\beta_{S\perp}$ має аномалію при $x = 21$ ат. % (як при $\sigma = 0$, так і при максимальній величині), яка корелює з аномаліями ряду інших фізичних характеристик [106]. Вважається, що вони зумовлені утворенням сильно зв'язаних нанокластерів для АМС, склад яких відповідає певній стехіометрії [145], а отже, параметри, що описують магнеторезистометричні криві, є чутливими і до характеру хімічного ближнього порядку АМС.

4.4. Перевірка моделю

Для перевірки справедливості вироблених підходів до інтерпретації польових залежностей β виконано аналізу наявних у літературі експериментальних даних з магнетоопору і кривих магнетування.

На рисунку 24, *a* показано результати, одержані в [81] для АМС $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$ у вихідному стані і після термомагнетних обробок, а на рис. 24, *б* — відповідне представлення результатів у координатах β (або $\rho_H - \rho_0$, як для даної роботи) від $H^2/(H^2 + H_A^2)$. Як видно, навіть без врахування ізотропної складової, у таких координатах ці залежності є лінійними. Подібні результати одержано і для ряду інших АМС.

Так, в [60] наведено залежності $\beta(H)$ АМС $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$, виміряних при різних T , при паралельній і перпендикулярній орієнтації H . Всі залежності добре апроксимуються рівнянням (32). Відповідне значення H_A зростає зі зменшенням T до 220 К, а потім починає зменшуватись. Такий же характер температурної залежності спостерігається і для ФАО (див. п. 2.4).

Цікавими є результати для АМС $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{15}$, одержані при порі-

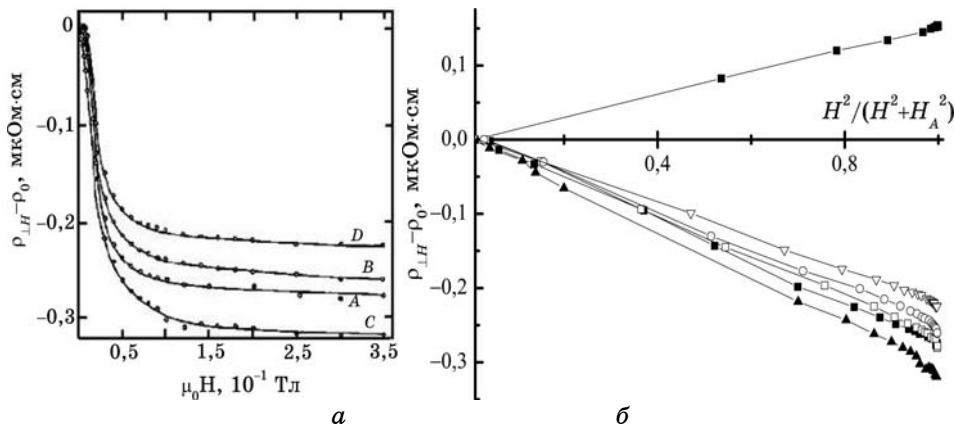


Рис. 24. Залежності $\rho_{\perp H} - \rho_0$ від H для АМС $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$ у вихідному стані (А) та після різних ТМО (В, С та D) [81] (а) та такі ж залежності, побудовані з аргументом $H^2/(H^2 + H_A^2)$ (б).

вняно малих значеннях механічних напружень (до 10,2 МПа) [146]. Відповідні криві добре апроксимуються рівнянням (32), проте залежність H_{\perp} від σ є монотонно спадною, що відрізняє її від зображених на рис. 22 та 23. Цей факт зумовлений тим, що значення σ є малим, близьким до рівня внутрішніх напружень σ_i в АМС. Тому константа анізотропії змінюється не тільки за рахунок магнетопружного внеску, але й завдяки зміні об'ємних часток доменів з різним напрямком векторів намагнетованості. У результаті залежність енергії анізотропії, а відповідно і H_{\perp} , в цьому діапазоні σ буде спадною, і лише при $\sigma \gg \sigma_i$ слід очікувати зростання зазначених величин.

В роботі [61] наведені криві $\beta_{\perp}(H)$ для АМС $\text{Fe}_{40-x}\text{Ni}_{40}\text{Cr}_x\text{B}_{20}$. Як і у розглянутих вище прикладах, вони добре апроксимуються виразом (32), причому значення ізотропної складової ξ та магнетоопору насичення β_s цілком узгоджуються з наведеними в цій роботі, а для їх інтерпретації можна використати модель, запропонований авторами [61]. Залежність H_A від вмісту Cr, одержану з апроксимації кривих, наведених в [61] при $T = 77$ К та 300 К, зображено на рис. 25.

Рівнянням (32) також можна описати результати, представлені в [57] для АМС $\text{Fe}_{91}\text{Zr}_9$, в [79] для АМС $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$, $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{38}\text{Mo}_4\text{B}_{15}$ та $\text{Fe}_{81}\text{B}_{13,5}\text{Si}_{3,5}\text{C}_2$. З певним наближенням його можна застосувати і до апроксимації залежностей $\beta(H)$ для АМС $\text{Fe}_{72}\text{Cu}_1\text{V}_3\text{Si}_{16}\text{B}_8$ з [134], однак мала кількість експериментальних точок не дозволила надійно визначити відповідні апроксимаційні параметри.

Вираз (32) для апроксимації експериментальних залежностей $\beta(H)$ обґрунтовано, виходячи з припущення, що процес магнетування описується рівнянням (36). Тому цілком логічно постає пи-

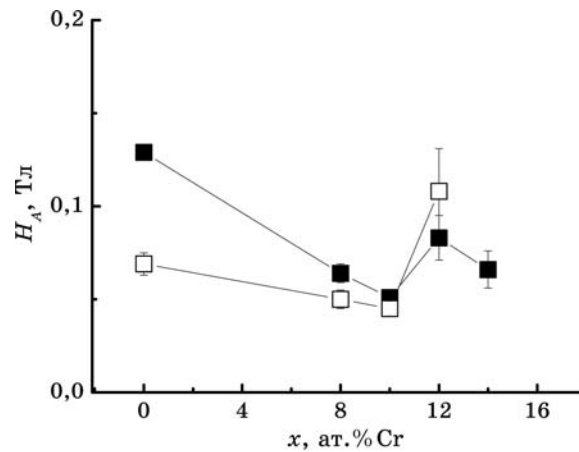


Рис. 25. Залежності поля анізотропії H_A від вмісту Cr в АМС $\text{Fe}_{40-x}\text{Ni}_{40}\text{Cr}_x\text{B}_{20}$, одержаних апроксимацією залежностей $\beta_{\perp}(H)$ при температурах $T = 77$ К (■) та $T = 300$ К (□) із [61].

тання про застосовність такого підходу до опису експериментальних залежностей кривих магнетування $M(H)$. Оскільки $M = M_s \cos\varphi$, а $\cos\varphi$ визначається рівнянням (36), то експериментальні залежності повинні узгоджуватися з виразом:

$$M = M_s \frac{H}{\sqrt{H_A^2 + H^2}}. \quad (60)$$

Залежності $M(H)$ для $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$ [106] задовільно апроксимуються виразом (60). Так, для прикладу, на рис. 26, а, наведено залежність $M(H)$ для АМС $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$ [106], а на рис. 26, б — результати її апроксимації. Залежність H_A від вмісту Co зображена на вставці на рис. 26, б. Відмітимо, що зміна її характеру при $x \geq 21$ ат. % корелює зі змінами цієї величини, одержаними за даними магнеторезистивного ефекту. Крім цього, з рис. 26, б, видно, що при малих значеннях H суттєво зростає різниця ($M_{\text{апр}} - M_{\text{експ}}$). Таке ж зростання має місце і для АМС $\text{Co}_{43}\text{Fe}_{20}\text{Ta}_{5,5}\text{B}_{31,5}$, що добре ілюструється на рис. 27. Цей ефект, скоріше за все, виникає за рахунок необоротних процесів магнетування при малих H . Ці два приклади показують лише можливість застосування запропонованого емпіричного підходу до опису процесів магнетування, але більш точне обґрунтування його застосовності потребує детальнішої перевірки.

4.5. Узагальнення моделю

Незважаючи на те, що формалізм поля анізотропії, а отже, і розгляд енергії магнетних доменів у вигляді рівняння (36), а не (34), не має строгого теоретичного підґрунтя, наведені вище факти показують, що такий підхід дозволяє просто та аргументовано пояснити польові залежності МО та вплив на них різних факторів, таких як розмірний фактор, зовнішні механічні напруження, тощо.

Так як значення полів, при яких проводились дослідження, є більшими ніж поля технічного насичення АМС, то запропонований підхід описує процеси поблизу магнетного насичення АМС, який зазвичай розглядається у вигляді «закону наближення до насичення» [52]. При малих кутах $\text{tg}\varphi \sim \sin\varphi$, тому рівняння (35) та (37) мають однакову залежність від H . З іншого боку, рівняння (34) та (35) справедливі лише при $H \leq H_A$ (типове значення H_A , не перевищує сотень А/м [2, 3, 136, 142]), а при більших H вже не можуть бути використані для аналізу зміни M . В той же час, якщо вважати, що рівняння (36) та (37) справедливі лише поблизу насичення, то магнетування за рахунок обертання магнетних доменів навряд чи може зумовити зміни магнетоопору в рамках запропонованого феноменологічного підходу. Узагальнюючи, зауважимо, що магнетування АМС є складним процесом, в якому задіяні кілька механізмів [3,

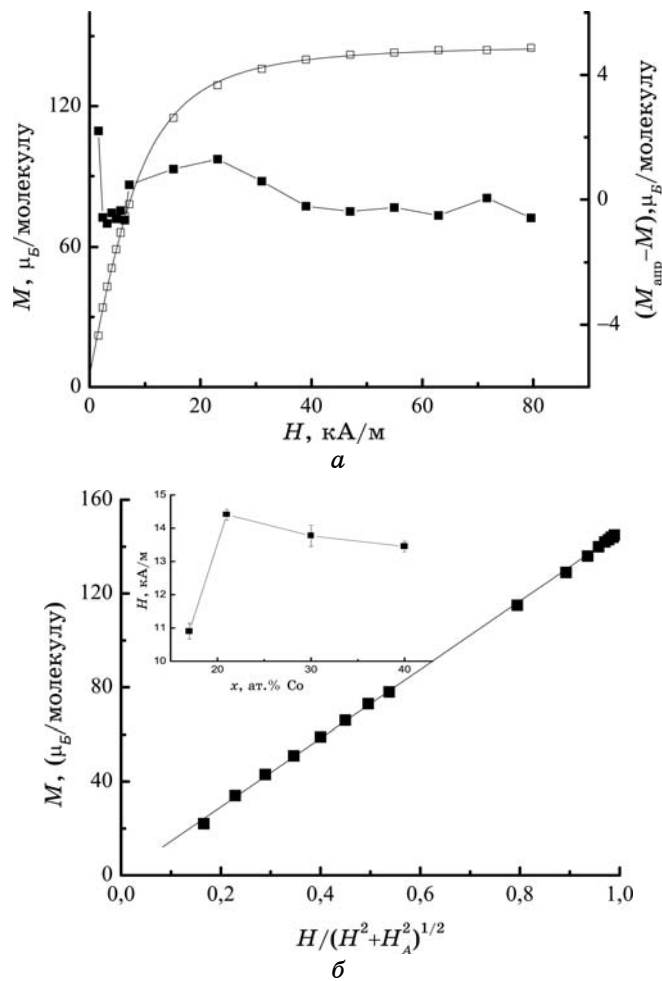


Рис. 26. Залежність $M(H)$ для АМС $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$ (\square) [106], її апроксимація рівнянням (60) при $H_A = 10,9$ кА/м (лінія), залежність різниці $(M_{\text{app}} - M)$ від H (\blacksquare) (а) та залежність M від $H/(H^2 + H_A^2)^{1/2}$ для цього АМС (б). (На вставці — залежність H_A від вмісту $\text{Co } x$ в АМС $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$.)

136], а тому рівняння (36) та (37) слід розглядати як деякі узагальнені рівняння, що описують ці процеси.

Відомо, що феромагнетні аморфні та нанокристалічні матеріали можна розглядати як ансамбль зв'язаних обмінною взаємодією кластерів з орієнтованими випадковим чином ВЛМ. Орієнтаційна неоднорідність магнетної анізотропії будь-якої природи (кристалографічної, магнетопружньої, тощо) приводить до того, що у феромагнетику виникає неоднорідний стан орієнтації магнетного моменту $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ [136, 147–151], який названий стохастичною магнетною

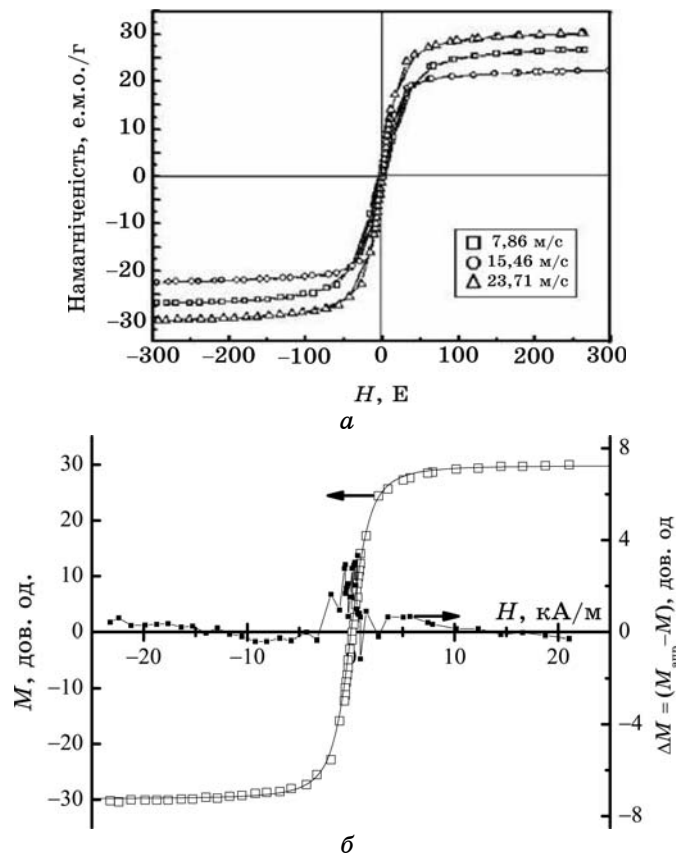


Рис. 27. Залежності $M(H)$ для АМС $\text{Co}_{43}\text{Fe}_{20}\text{Ta}_{5.5}\text{V}_{31.5}$, одержаних з різними швидкостями гартування v , [147] (а) та залежність $M(H)$ АМС виготовленого при $v = 23,71$ м/с (\square), її апроксимація рівнянням (60) (лінія) та залежність різниці $(M_{\text{апр}} - M)$ від H (\blacksquare) (б).

структурою (СМС) [147]. Характеристики СМС визначаються співвідношенням трьох полів: зовнішнього поля, обмінного поля та середньоквадратичної флюктуації поля локальної анізотропії. Згідно з відповідним теоретичним розглядом, крива магнетування $\Delta M / M_S$ визначається виразом:

$$\Delta M / M_S = \int S_m(\mathbf{k}) d\mathbf{k}, \tag{61}$$

де $S_m(\mathbf{k})$ — Фур'є-спектральна густина [138,153]. В цілому вигляд даної функції вибирається лише з певних теоретичних припущень за умови збігу експериментальної кривої з розрахунковою. Такий підхід вимагає накладання певних обмежень та використання різних апроксимувальних залежностей при аналізі кривих магнету-

вання для різних значень H [138,153].

В цілому можна показати, що для кривої магнетування у вигляді рівняння (60) завжди можна знайти певну функцію $S_m(\mathbf{k})$, яка задовольняє рівнянню (61). Зокрема, при $H \gg H_A$ вираз (60) $\sim 1/H^2$, а саме така залежність, згідно з даними [151], має місце при використанні різних функцій $S_m(\mathbf{k})$. Тому, як можливу причину, що зумовлює справедливість рівняння (36), можна розглядати стохастичний характер структури АМС і її вплив на процеси магнетування.

Підкреслимо, що використання формалізму внутрішніх полів, в тому числі, і магнетних, є досить ефективною методою фізики твердого тіла (наприклад, метода Вейссового молекулярного поля). З цими полями оперують як з певною величиною, до якої застосовні всі закони та правила, справедливі для відповідного зовнішнього поля. Тому підхід, використаний в рівнянні (36), полягає, власне, у застосуванні загального принципу суперпозиції полів та відповідному розгляді енергії магнетних доменів у такому результуючому полі. На жаль, безпосереднє використання цього підходу не дає однозначної відповіді щодо справедливості виразів (57) та (59), в яких враховуються енергія анізотропії форми та магнетопружності енергія, однак викладені вище експериментальні факти та проведені оцінки дають вагомий аргументи на користь припущень, зроблених при одержанні цих рівнянь.

Дослідження впливу на магнетоопір АМС зовнішніх чинників, фактору форми та складу дають підстави для представлення H_A у вигляді

$$H_A = H_{A0} + \alpha N + f(\sigma), \quad (62)$$

де N — розмагнетувальний фактор, α — коефіцієнт, який, як зазначалось, близький до $M_S/2$, $f(\sigma)$ — деяка функція зовнішніх напружень, яка при великих σ може бути подана у вигляді $(3/2)(\lambda_s/M_S\mu_0)\sigma$. Що стосується H_{A0} , то його можна розглядати як ефективне внутрішнє поле анізотропії, найвірогідніше зумовлене існуванням в АМС власне магнетної анізотропії (анізотропії пар) та внутрішніх (гартувальних) напружень. Велика відмінність значень $H_{A\perp}$ та $H_{A\parallel}$, одержаних при апроксимації залежностей $\beta(H)$ може бути пояснена як результат значної різниці відповідних розмагнетувальних факторів, що зумовлено специфікою вимірювань МО.

Зміною розмагнетувального поля можна пояснити залежності $H_{A\perp}$ та, певною мірою, $H_{A\parallel}$ від ΔZ (рис. 17), яких одержано для АМС $\text{Fe}_{80}\text{ПМ}_5\text{V}_{15}$ при ПМ = Ni, Co, Fe, Mn, Cr ($\Delta Z = -2-+2$) та $\text{Fe}_{75}\text{ПМ}_5\text{V}_{20}$ з ПМ = Ni, Mn. Дійсно, легування цих АМС викликає зменшення $H_{A\perp}$ майже вдвічі при близьких значеннях $N_{A\perp}$, що цілком відображає характер зміни M_S [2, 3, 136]. Разом з тим, зміну $H_{A\perp}$ та $H_{A\parallel}$ для АМС $\text{Fe}_{75}\text{ПМ}_5\text{V}_{20}$ при $\Delta Z \leq -2$ неможливо пояснити лише змінами розмагнетувального поля. Для цих АМС характерні досить високі

значення поля анізотропії, які зменшуються при заміні ПМ згідно зі схемою $3d \rightarrow 4d \rightarrow 5d$ (табл. 3). Як припущення, можна вважати, що такі зміни H_{A0} викликані, зокрема, зростанням внеску внутрішніх напружень, які за оцінками можуть досягати декількох сотень мегапаскалів.

Характеристики магнеторезистивного ефекту залежать не тільки від складу АМС, але й від характеру їх доменної структури. Деякі особливості МО, зумовлені впливом доменної структури, були розглянуті в попередніх параграфах. Хоча використаний модель лише наближено відображає реальну доменну структуру АМС, його успішно застосовували для опису процесу магнетування АМС при дії зовнішніх напружень [142], а також польової та амплітудної залежностей ΔE -ефекту [152]. Подібного типу структуру використано і для пояснення змін магнетних та магнетопружних властивостей при відпаді АМС на основі заліза [153]. Наявність різних типів доменів, які знаходяться під дією локальних полів анізотропії, дозволяє досить просто описати процеси магнетування АМС при різних орієнтаціях магнетного поля, оскільки ці процеси при накладанні зовнішнього магнетного поля перпендикулярно або паралельно вісі зразка відбуваються за рахунок обертання векторів намагнетованості лише одного типу доменів. (див. рівняння (39–42)).

Виходячи з розробленого феноменологічного підходу (п. 3.2), досить просто пояснити різницю значень $\beta_{S\perp}$ та $\beta_{S\parallel}$ за рахунок різних об'ємних вмістів доменів v_{\parallel} та v_{\perp} (рівняння (32) та (34)) при незмінних параметрах електронної структури (знехтувавши при цьому зміною a_{\parallel} та a_{\perp} , що входять у ці рівняння). Умова $v_{\parallel} + v_{\perp} = 1$ визначає постійне, в межах точності експерименту, значення ФАО для зразків АМС різного розміру (табл. 4). Якщо припустити, що магнетні домени з векторами намагнетованості, орієнтованими перпендикулярно вісі стрічки, розміщені переважно в областях біля поверхні та на краях зразків, то для АМС $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{V}_{15}$ та $\text{Fe}_{85}\text{V}_{15}$ можна пояснити залежність $\beta_{S\perp}$ та $\beta_{S\parallel}$ від ширини зразків (табл. 4) та провести оцінку розмірів відповідних областей. Дійсно, зростання ширини зразків призводить до зменшення частки областей, розміщених на краю зразків, а відповідно, і до зменшення v_{\perp} , що, згідно з (32) та (35), повинно зумовити експериментально спостережувані зростання $\beta_{S\perp}$ та зменшення $\beta_{S\parallel}$. Подібна інтерпретація була використана нами для пояснення змін $H_{A\parallel}$ при зміні ширини зразків.

Використаний модель доменної структури дозволяє пояснити зростання $\beta_{S\perp}$ при прикладанні незначних σ , так як добре відомо [53], що у феромагнетиках з $\lambda_S > 0$ при дії зовнішніх напружень відбувається орієнтація векторів намагнетованості доменів вздовж напрямку напружень. Це означає, що кількість доменів, що беруть участь у процесі магнетування, змінюється. Оскільки для більшості АМС на основі заліза $\lambda_S > 0$, то напруження розтягу призводить

до збільшення частки доменів v_{\parallel} , що, згідно з (32), повинно викликати збільшення абсолютного значення $\beta_{s\perp}$. Це добре узгоджується з експериментальними результатами, наведеними на рис. 12, а.

Використавши теоретичний підхід, застосований у [142] для пояснення процесів магнетування АМС з подібною доменною структурою, можна більш строго пояснити природу лінійної залежності $H_{A\perp}(\Delta\sigma)$ та обґрунтувати внесок від зовнішніх напружень при $\sigma \gg \sigma_i$ у вигляді $(3/2)(\lambda_s/M_s\mu_0)\sigma$. Згідно з [142], крім різної орієнтації векторів намагнетованості у доменах зазначених двох типів, слід брати до уваги різні величини та знаки внутрішніх напружень в таких доменах, причому, значення σ_i характеризуються певною функцією розподілу внаслідок стохастичного характеру структури АМС. Це дозволяє ввести деяку ефективну константу анізотропії $K_{\text{еф}}$, яка, в залежності від рівня зовнішніх напружень розтягом, по-різному залежить від σ , що зумовлено зміною відношення v_{\parallel}/v_{\perp} . Однак при $\sigma \gg \sigma_i$ має місце досить проста залежність $K_{\text{еф}}$ від σ , яка включає деформаційний член у вигляді виразу (39). Врахувавши взаємозв'язок між $K_{\text{еф}}$ та H_A (рівняння (19)), досить просто обґрунтувати залежність H_A від σ у вигляді виразу (40). Про те, що цей вираз справедливий лише при великих σ , свідчать наступні факти.

1) Для досліджених АМС на основі системи Fe–V практично всі залежності $H_A(\Delta\sigma)$ є лінійними. Однак, врахування значення σ_0 і величини H_A при $\sigma = 0$ (табл. 3) показує значний відхил залежності $H_A(\sigma)$ від лінійної при $\sigma \rightarrow 0$, що не може бути обґрунтоване навіть з урахуванням експериментальних та апроксимаційних похибок.

2) Для деяких АМС системи Fe–Si–V залежність $H_A(\Delta\sigma)$ лінійна лише при $\Delta\sigma \neq 0$, а значення H_A при $\Delta\sigma = 0$ не вкладається на цю пряму.

3) Аналіза результатів для АМС $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{V}_{15}$, представлених у [146], показує, що при зовнішніх напруженнях величиною від 0 до 10 МПа функція $H_A(\sigma)$ є спадною, що цілком узгоджується з поведінкою H_A при малих σ (як правило, значенню $\Delta\sigma = 0$ відповідає величина $\sigma_0 > 10$ МПа).

4) Для АМС $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{V}_9$ [154] залежність коерцитивного поля H_C від σ виявляє ті ж особливості, що й залежність H_A від σ . На думку авторів, залежність H_C від σ зумовлена компенсацією внутрішніх напруг стиснення при малих зовнішніх напруженнях розтягу та зростанням частки магнетних доменів, орієнтованих вздовж вісі стрічки, при великих σ .

Що стосується інших моделей доменної структури, зокрема, моделю, в якому вектор намагнетованості домен орієнтований під певним кутом ϕ_0 до вісі стрічки, то їх використання ставить ряд проблем, які складно врахувати в межах формалізму поля анізотропії.

Згідно з [155], при дії зовнішнього напруження об'ємна частка доменів з векторами намагнетованості, орієнтованими перпендикулярно вісі стрічки, зменшується згідно з виразом [152, 156]:

$$v_{\perp}(\sigma) = v_{\perp}(0) \left(1 + \frac{2\sigma}{\sigma_i} \right) e^{-2\sigma/\sigma_i}, \quad (63)$$

де σ_i — усереднене внутрішнє напруження стиснення, $v_{\perp}(0)$ — об'ємна частка домен з перпендикулярною до вісі стрічки орієнтацією векторів \mathbf{M} при $\sigma = 0$. Значення функції $y = (1 + x)e^{-x}$ швидко зменшується з ростом x (при $x = 4$ $y \approx 0,09$, а при $x = 5$ $y \approx 0,04$). Тому, якщо припустити, що зміна МО зумовлена лише обертанням векторів намагнетованости домен, слід очікувати, що значення β_s повинно досягти постійної величини вже при $\sigma = (2-2,5)\sigma_i$. Однак, згідно експериментальними результатами такої поведінки β_s практично не спостерігається (рис. 22, а, та 23), що, на перший погляд, суперечить умові $\sigma \gg \sigma_i$. Однак, як свідчать експериментальні факти, електроопір АМС порівняно сильно залежить від σ [157]. Згідно [158] таку залежність можна подати у вигляді

$$R = R_0(1 - \pi\sigma), \quad (64)$$

де π — коефіцієнт тензоопору. Така залежність зберігається і при прикладанні зовнішнього магнетного поля, причому, як було показано у [144] π залежить від H і ця залежність не може бути зумовлена магнеторезистивним ефектом (тобто, залежність $\pi(H)$ не може бути повністю зумовлена залежністю $R_0 = R_0(H)$). Розглянемо, яким чином це впливатиме на МО. Дійсно, оскільки

$$\beta(H, \sigma) = \frac{R(H, \sigma) - R(0, \sigma)}{R(0, \sigma)} = \frac{R_0(H)[1 + \pi(H)\sigma] - R_0(0)[1 + \pi(0)\sigma]}{R_0(0)[1 + \pi(0)\sigma]},$$

то, обмежуючись лінійними членами за малими параметрами, можна записати:

$$\beta(H, \sigma) = \beta(H, 0) + [\pi(H) - \pi(0)]\sigma. \quad (65)$$

При великих H всі величини в (65) досягають насичення, тому:

$$\beta_s(\sigma) = \beta_s(0) + [\pi_s - \pi(0)]\sigma. \quad (66)$$

Так як $\pi_s < \pi_0$ [158], то це зумовлює зменшення β_s (рис. 22, а, та 23). Легко показати, що подібні рівняння є справедливими і для залежностей $\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}$ від $\Delta\sigma$.

4.6. Практичне застосування моделю

Одержані результати дали можливість чітко встановити, що залежності МО від зовнішнього магнетного поля добре описуються ви-

разом (32), який був обґрунтований із застосуванням формалізму поля анізотропії. Використання моделю доменної структури, у якому магнетування відбувається шляхом незалежного обертання магнетних доменів із взаємно перпендикулярними векторами намагнетованости, дозволило встановити, що поле анізотропії може бути представлено у вигляді рівняння (62).

Звичайно, такий модель анізотропії лише наближено відповідає реальній доменній структурі АМС, а врахування внеску в магнетування тільки процесів обертання магнетних доменів є далеким від реальної картини. Підставою для вибору саме такого моделю стала добре встановлена шаруватість у будові доменної структури по глибині аморфних стрічок [137–142], яка проявляється у тому, що поверхневі шари характеризуються певними величинами внутрішніх напруг і мають вектори намагнетованости, орієнтовані перпендикулярно векторам намагнетованости домен внутрішніх шарів. Проте, незважаючи на зазначені недоліки, вибраний модель дозволяє правильно інтерпретувати ряд експериментальних фактів, а значення параметрів за оцінками є цілком реальними, що, скоріше за все, зумовлено власне суттю поля анізотропії, яке є відображенням тих особливостей, які визначають процеси магнетування аморфної структури. Серед параметрів, одержаних із застосуванням цього феноменологічного моделю, є ФАО — величина, тісно пов'язана з особливостями ЕС [69]. Її значення виявилися близькими до тих, що одержані із застосуванням стандартної процедури. Однак, слід особливо підкреслити, що лише використання запропонованих модельних уявлень дало можливість виділити ізотропну та анізотропну складову в МО АМС на основі Co–Si–B [159], а одержані результати в значній мірі висвітлюють природу мінімуму електроопору [45], принаймні, для даних стопів.

Ще один параметер, розглянутий у даному моделю, це поле анізотропії H_A . В розділі 4 наведено значну кількість даних стосовно величини цього поля як при паралельній, так і при поздовжній орієнтації магнетного поля відносно вісі аморфної стрічки, та стосовно її залежності від напружень розтягу. Проте, дотепер детальна аналіза цієї величини виконувалася лише з метою обґрунтування вибраного формального підходу до опису залежностей $\beta(H)$. Дотепер у більшості випадків така аналіза була лише якісною. Проте цей параметер може бути використаний і для визначення деяких величин, що характеризують магнетні властивості матеріалів.

Перепишемо рівняння (62) для перпендикулярного і паралельного поля анізотропії, прийнявши $\alpha = M_S/2$ і ввівши нові позначення:

$$H_{AL} = H_{AKL^{-1}} + 3\lambda_S \sigma_{iL^{-1}} \nu_{L^{-1}} / (2\mu_0 M_S) + M_S N_L / 2, \quad (67)$$

де індекс L означає \parallel або \perp , а L^{-1} — \perp або \parallel відповідно. Перший з цих

доданків враховує «вроджену» складову магнетної анізотропії (типу кристалічної анізотропії пар [2, 3]), другий — внесок від внутрішніх напружень, а третій — розмагнетувальний внесок (при позначенні враховано та обставина, що β_L залежить від обертання домен з перпендикулярним напрямком намагнетованості (п. 4.2)). Відомо, що основним фактором, який визначає доменну структуру АМС з відмінною від нуля магнетострикцією, є магнетопружнє взаємодія; тому в рівнянні (67) можна вважати H_{AKL} малим порівняно з іншими доданками. Оскільки для АМС виконується співвідношення [4, 139, 142]

$$|\sigma_{i\perp}v_{\perp}| = |\sigma_{i\parallel}v_{\parallel}|, \quad (68)$$

де $\sigma_{i\perp}$, $\sigma_{i\parallel}$ протилежні за знаком напруження розтягу і стиснення, що діють у різних типах домен, то з рівняння (67) легко одержати:

$$M_S = \frac{2(H_{A\perp} + H_{A\parallel})}{N_{\perp} + N_{\parallel}}. \quad (69)$$

В таблиці 6 наведено розраховані за цим рівнянням з урахуванням результатів, наведених в табл. 3, значення $\mu_0 M_S$. Розмагнетувальні фактори були розраховані з використанням рівняння (55) та розмірів зразків, використаних для вимірювань. В цій же таблиці наведено значення густини магнетопружньої енергії (внесок в енергію за рахунок внутрішніх напружень) $\varepsilon_{i\perp(\parallel)}$, розраховані як:

$$\varepsilon_{iL} = |H_{AL} - M_S N_L / 2| (M_S / v_L) = |H_{AL} - M_S N_L / 2| (M_S / v_L). \quad (70)$$

ТАБЛИЦЯ 6. Розмагнетувальні фактори (N_{\perp} та N_{\parallel}), намагнетованість насичення ($\mu_0 M_S$), магнетопружній внесок у H_A (H_{Ai}), об'ємні частки домен $v_{\perp(\parallel)}$ та густина магнетопружньої енергії $\varepsilon_{i\perp(\parallel)} = (3/2)\sigma_{i\perp(\parallel)}\lambda_S$ для АМС на основі системи Fe–B.

АМС	$N_{\perp},$ 10^{-2}	$N_{\parallel},$ 10^{-3}	$\mu_0 M_S,$ Тл	$H_{Ai},$ кА/м	v_{\parallel}	v_{\perp}	$\varepsilon_{i\parallel},$ кДж/м ³	$\varepsilon_{i\perp},$ кДж/м ³
Fe ₈₀ Ni ₅ B ₁₅	3,22	1,07	1,27	2,76	0,62	0,38	5,7	9,2
Fe ₈₀ Co ₅ B ₁₅	3,22	1,27	1,02	0,28	0,60	0,40	0,5	0,7
Fe ₈₅ B ₁₅	2,46	2,20	0,95	1,08	0,74	0,26	1,4	3,9
Fe ₈₀ Mn ₅ B ₁₅	2,7	1,28	0,82	0,43	0,65	0,35	0,5	1,0
Fe ₈₀ Cr ₅ B ₁₅	2,85	1,27	0,74	1,52	0,70	0,30	1,6	3,8
Fe ₇₅ Ni ₅ B ₂₀	2,67	1,19	1,34	1,66	0,65	0,35	3,4	6,5
Fe ₇₅ Mn ₅ B ₂₀	2,09	1,70	0,91	0,28	0,70	0,30	0,4	0,9
Fe ₇₅ Ti ₅ B ₂₀	2,56	1,43	0,77	1,26	0,65	0,35	1,5	2,7
Fe ₇₅ Nb ₅ B ₂₀	1,82	1,36	0,74	0,60	0,86	0,14	0,5	3,1
Fe ₇₅ W ₅ B ₂₀	4,52	1,43	0,86	2,31	0,73	0,27	2,7	7,5

Розрахунок значень $\nu_{\perp(\parallel)}$ було проведено з урахуванням даних табл. 4 та рівнянь (51) і (54). Знайдені значення $\mu_0 M_S$ виявилися дещо нижчими, ніж визначені з магнетометричних мірянь (для АМС $\text{Fe}_{85}\text{V}_{15}$ та $\text{Fe}_{80}\text{V}_{20}$ $\mu_0 M_S$ близьке до 1,1 Тл [136], або навіть рівне 1,5 Тл [160]). Для більшості АМС (за винятком $\text{Fe}_{80}\text{Ti}_5\text{V}_{15}$, $\text{Fe}_{75}\text{Cr}_5\text{V}_{20}$, $\text{Fe}_{75}\text{Mo}_5\text{V}_{20}$ та $\text{Fe}_{75}\text{W}_5\text{V}_{20}$) досить добре відтворюється загальна тенденція поведінки M_S при легуванні ПМ, розміщеними ліворуч від заліза [154, 161–163]. Щодо M_S для АМС з ПМ = Co, Ni, то її зростання справедливе лише для малих концентрацій і чітко встановлене лише для Co [160]. Дещо більше значення M_S , одержане при таких розрахунках для АМС з Ni, у порівнянні з даними магнетометричних вимірювань (1,13 Тл [138]) може бути зумовлене негомогенністю АМС, яка виникла в результаті природного старіння, що спричинило утворення областей, збагачених залізом. Такі області не виявляються при традиційних рентгенівських дослідженнях, проте наслідком їх утворення можуть бути значний рівень ϵ_i . Залежності $\mu_0 M_S$ від різниці порядкових номерів Fe і ПМ зображено на рис. 28. Досить добре узгодження з літературними даними одержано і для $\text{Fe}_{75}\text{Nb}_5\text{V}_{20}$ та $\text{Fe}_{75}\text{W}_5\text{V}_{20}$. Так, для АМС $\text{Fe}_{81}\text{Nb}_5\text{V}_{14}$ $\mu_0 M_S = 0,7$ Тл [164], а для АМС $\text{Fe}_{81}\text{Nb}_5\text{V}_{14}$ $\mu_0 M_S = 0,96$ Тл [165]. Для АМС $\text{Fe}_{75}\text{W}_5\text{V}_{20}$ при $T = 0$ К $M_S = 0,72$ $\mu_B/(\text{атом Fe})$ [166], що суттєво нижче ніж для АМС $\text{Fe}_{80}\text{V}_{20}$. Слід відмітити добре узгодження між значеннями $\mu_0 M_S$, одержаним для АМС $\text{Fe}_{85}\text{V}_{15}$ із залежностей $H_A(N)$ (п. 4.3) та описаним вище способом (1,0 Тл та 0,95 Тл відповідно).

Інший факт, який варто відмітити: це те, що значення σ_i та співвідношення між ними для домен різних типів виявилися величинами того ж порядку, що і для інших АМС на основі заліза. Так, ме-

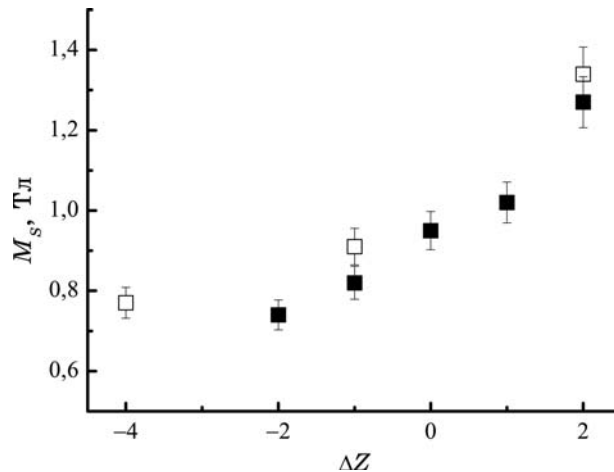


Рис. 28. Залежності M_S від різниці порядкових номерів ΔZ між Fe та ПМ для АМС $\text{Fe}_{75}\text{ПМ}_5\text{V}_{15}$ (■) та $\text{Fe}_{75}\text{ПМ}_5\text{V}_{20}$ (□).

тодою розсіяння поляризованих нейтронів [139] було встановлено, що для АМС $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{V}_{20}$ у вихідному стані стискальні напруження у поверхневих шарах складають 106 МПа, а розтягуючі напруження у внутрішніх шарах — 61 МПа. Ці напруження зменшуються, відповідно, до 17 та 13 МПа після відпалу при 600 К. Якщо, зв'язувати з поверхневими шарами $\epsilon_{i\perp}$, а з об'ємом зразка — $\epsilon_{i\parallel}$, то порядок величин σ_i і їх відношення будуть близькими (для $\lambda_s \sim 2 \cdot 10^{-5}$, типових для АМС на основі заліза, і $\epsilon_i \sim 3$ кДж/м³, $\sigma_i \sim 100$ МПа) до значень, оцінка яких наводиться в роботі [139]. Крім того, цілком логічною є відсутність кореляції між ϵ_i й складом для цих АМС, оскільки внутрішні напруження визначаються, насамперед, технологією виготовлення, часом старіння, параметрами термообробки тощо [167].

Розглянуті приклади вказують на те, що запропонований модель аналізу залежностей $\beta(H)$ принципово може бути використаний для оцінки значень M_s та деяких інших параметрів, які контролюють процеси магнетування АМС. Щодо розбіжностей одержаних значень M_s для деяких матеріалів з тими, що вимірювались традиційними методами, то вони можуть бути викликані наближеним характером рівнянь, використаних для їх розрахунку. Для обчислення значень константи магнетострикції, намагнетованості насичення та оцінки внутрішніх напружень використовували залежності $H_A(\Delta\sigma)$. Останні одержували з кривих $\beta_{\parallel}(H)$ для зразків з близькими поперечними перерізами. Розрахунки проводили методом послідовних наближень, при цьому за нульове наближення приймали $M^{(0)} = 2H_{A0\perp}N_{\perp}$, де $H_{A0\perp}$ — вільний член лінійної залежності $H_A(\Delta\sigma)$. Наступним кроком було виділення внеску пружної складової у значення $H_{A\parallel}$, для чого розраховували величину $H_{\text{пр}}^{(0)} = H_{A\parallel}^{(0)} - 1/2MN_{\parallel}$. Після цього розраховували значення $H_{A1\perp} = H_{A0\perp} + H_{\text{пр}}^{(0)}$ та $M^{(1)} = 2H_{A1\perp}N_{\perp}$, і далі процедуру повторювали спочатку (всього було достатньо зробити 3–4 цикли). Відповідні результати наведено в табл. 7. В цій же таблиці наведено значення магнетопружного внеску в поле анізотропії та відповідні значення σ_i , розраховані з використанням одержаних значень M_s та λ_s . Остання була розрахована за співвідношенням $\gamma = (3/2)\lambda_s/(\mu_0 M_s)$ з використанням одержаного значення $\gamma = dH_A/d\sigma$ та розрахованого M_s .

Узагальнюючи наведені у табл. 7 результати, відмітимо наступне.

- 1) Для АМС $\text{Fe}_{80}\text{PM}_5\text{V}_{15}$ значення M_s близькі до наведених у табл. 6.
- 2) Значення λ_s є дещо меншими, але досить близькими до характерних для аморфних стопів на основі заліза величин, які наводяться в літературі. Наприклад, $\lambda_s \sim 30 \cdot 10^{-6}$ для АМС $\text{Fe}_{80}\text{V}_{20}$ [2, 3, 136, 167], для АМС $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{V}_{13}$ — $\lambda_s \sim 27 \cdot 10^{-6}$ та $M_s = 1,56$ Тл [168], для $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{V}_{13}$ — $\lambda_s \sim 40 \cdot 10^{-6}$ та $M_s = 1,5$ Тл, причому λ_s при відпалах зразків змінюється в межах від $33 \cdot 10^{-6}$ до $50 \cdot 10^{-6}$ [169].
- 3) Для АМС $\text{Fe}_{80}\text{PM}_5\text{V}_{15}$ має місце зростання λ_s , якщо ПМ розміщений праворуч Fe, і зменшення — якщо ліворуч. Аналогічно, для

ТАБЛИЦЯ 7. Значення величин прийнятих для розрахунку (H_{Al} , $H_{A\perp 0}$, N_{\perp} , N_{\parallel}) та розраховані значення M_S , λ_S , H_{Ai} , σ_i для АМС на основі заліза.

Склад	H_{Al} , кА/м	$H_{A\perp 0}$	N_{\perp} , 10^{-2}	N_{\parallel} , 10^{-3}	M_S , Тл	λ_S , 10^{-6}	H_{Ai} , кА/м	σ_i , МПа
$Fe_{80}Ni_5B_{15}$	3,3	13,9	3,22	1,02	1,29	21,6	2,8	111
$Fe_{80}Co_5B_{15}$	0,8	15,3	3,22	1,27	1,20	20,8	0,2	7
$Fe_{85}B_{15}$	1,92	9,0	2,50	2,20	1,02	19,0	1,0	37
	1,78	9,0	2,50	2,20	1,00	18,8	0,9	32
$Fe_{80}Mn_5B_{15}$	0,85	7,7	2,70	1,28	0,76	15,1	0,5	15
$Fe_{80}Cr_5B_{15}$	1,3	8,5	2,90	1,35	0,81	1,6	0,9	288
$Fe_{80}Si_6B_{14}$	8,5	4,4	1,77	1,55	1,07	32,9	7,8	170
$Fe_{82}Si_2B_{16}$	8,2	6,8	1,84	1,56	1,88	38,9	7,0	223
$Fe_{76}Si_{13}B_{11}$	5,8	8,9	2,05	1,34	1,08	34,8	4,9	158
$Fe_{76,2}Ni_{3,8}Si_6B_{14}$	2,3	9,1	1,69	1,56	1,54	53,4	1,3	26
$Fe_{78,5}Ni_1Mo_{0,5}Si_6B_{14}$	4,2	5,7	1,48	1,40	1,52	24,4	3,4	140
$Fe_{77,5}Ni_{3,5}Mo_1Si_2B_{16}$	4,7	5,7	1,87	1,65	1,28	28,1	3,9	117
$Fe_{78}Ni_1Mo_3Si_2B_{16}$	3,6	6,7	1,86	1,44	1,29	12,0	2,9	204
$Fe_{75,5}Ni_{3,5}Mo_3Si_2B_{16}$	3,6	5,6	1,71	1,45	1,24	20,7	2,9	115

АМС Fe–Si–B спостерігається збільшення λ_S при збільшенні вмісту Ni і зменшення — при збільшенні вмісту Mo. Наприклад, для АМС $Fe_{78}Si_9B_{13}$ — $\lambda_S \sim 27 \cdot 10^{-6}$ і $M_S = 1,5$ Тл, для $Fe_{77}Cr_2Si_5B_{14}$ — $\lambda_S \sim 20 \cdot 10^{-6}$ і $M_S = 1,4$ Тл, для $Fe_{78}Ni_4Mo_3Si_2B_{17}$ — $\lambda_S \sim 19 \cdot 10^{-6}$ і $M_S = 1,3$ Тл [170].

4) Між значеннями λ_S та M_S простежується відома [2, 3, 160] кореляція $\lambda_S \sim M_S^2$, зумовлена, переважно, однойонним механізмом магнетострикції в АМС на основі заліза [2]. Така кореляційна залежність зображена на рис. 29. Ця кореляція особливо чітко проявляється для АМС $Fe_{75}PM_5B_{15}$ (вставка на рис. 29).

5. ВИСНОВКИ

Виконано узагальнення і порівняльну аналізу ряду модельних підходів до опису електротранспортних властивостей аморфних металевих стопів. Показано, що структурне розупорядкування при наявності магнетної взаємодії ставлять ряд проблем при виділенні основного механізму розсіяння електронів провідності. Це, в свою чергу, суттєво ускладнює виділення додаткових внесків в електроопір. Вказано на ряд проблем, які виникають при виборі критеріїв порівняння транспортних властивостей АМС різного складу. Розглянуті в розділі 1 приклади показують, що ні теорія ФЗ, ні теорія Мотта не можуть повною мірою пояснити усі особливості електроопору, в тому числі, і його аномальну поведінку. Незважаючи на

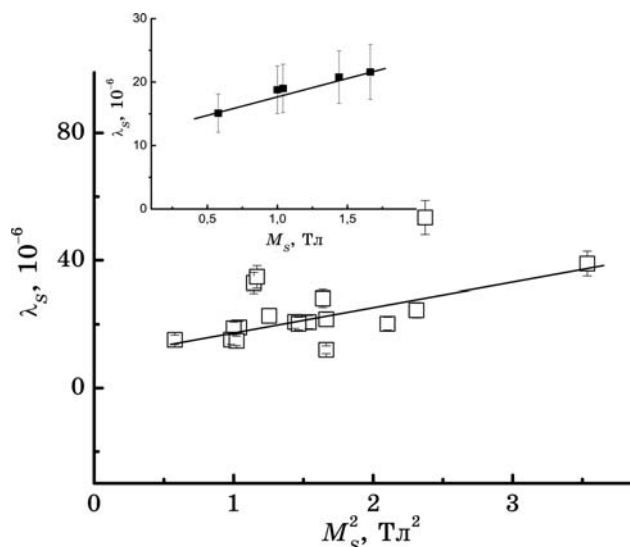


Рис. 29. Залежності розрахованих значень λ_S від M_S^2 для АМС на основі заліза (на вставці — для АМС $\text{Fe}_{75}\text{PtM}_5\text{V}_{15}$).

значний прогрес у розумінні природи мінімуму електроопору, остаточної відповіді про конкретний механізм такої аномалії не одержано. Зокрема, залишається відкритим питання про природу високотемпературного мінімуму, що властивий деяким АМС, і її зв'язок з природою низькотемпературного мінімуму на залежностях $\rho(T)$.

Розглянуто результати досліджень магнетоопору феромагнетних АМС. Основну увагу приділено ФАО та механізмам її формування. Зроблено аналіз ФАО в рамках двострумного моделю з урахуванням додаткового розсіювання за рахунок спин-орбітального зв'язку, який дає адекватне пояснення природи анізотропного МО кристалічних феромагнетиків. Наведено приклади застосування цього моделю для інтерпретації експериментальних результатів МО і феромагнетних АМС. Однак, при значному Моттовому $s-d$ -розсіянні електронів провідності, який передбачається цим моделю, такий підхід ставить цілий ряд проблем при інтерпретації температурної залежності електроопору.

Аналіз експериментальних результатів показала, що інтерпретація електрофізичних характеристик АМС на основі заліза та кобальту з використанням основного механізму розсіювання провадиться лише із застосуванням додаткових механізмів розсіювання з використанням ряду часто слабо обґрунтованих припущень. В більшості випадків такі механізми подібні до тих, що спостерігаються в кристалічних матеріалах з відповідними поправками на специфіку, зумовлену структурною неупорядкованістю. Однак, врахування

такої структурної неупорядкованості при розгляді транспортних властивостей аморфних матеріалів переважно проводиться в рамках однорідної неупорядкованої структури, не враховуючи чітко встановлений факт її неоднорідного, стохастичного характеру.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. В. В. Немошкаленко, А. В. Романова, А. Т. Ильинский и др., *Аморфные металлические сплавы* (Киев: Наукова думка: 1987).
2. *Аморфные металлические сплавы* (Ред. Ф. Е. Люборский) (Москва: Металлургия: 1987).
3. К. Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото, *Аморфные металлы* (Москва: Металлургия: 1987).
4. А. П. Шпак, Ю. А. Куницкий, В. И. Лисов, *Кластерные и наноструктурные материалы* (Киев: Академперіодика: 2002).
5. *Металлические стекла: Атомная структура и динамика, электронная структура, магнитные свойства* (Ред. Т. Бек, Г. Гюнтеродт) (Москва: Металлургия: 1986).
6. Н. Мотт, *Электроны в неупорядоченных структурах* (Москва: Мир: 1969).
7. В. Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах* (Москва: Физматлит: 2005).
8. R. C. O'Handley, *J. Appl. Phys.*, **62**, No. 10: R15 (1987).
9. І. В. Плющай, М. І. Захаренко, В. А. Макара, *Доп. НАН України*, № 1: 100 (2007).
10. А. В. Романова, А. Г. Ильинский, *Аморфные металлические сплавы* (Киев: Наукова думка: 1987).
11. А. В. Романова, В. В. Немошкаленко, Г. М. Зелинская и др., *Металлофизика*, **5**, № 4: 49 (1983).
12. В. Ф. Гантмахер, В. Т. Долгополов, *УФН*, **178**, № 1: 3 (2008).
13. М. І. Захаренко, *Фізичні властивості, стабільність фаз та параметри електронної структури в неупорядкованих металічних системах* (Дис. ... докт. фіз.-мат. наук) (Київ: КНУ: 2008).
14. A. Mogro-Compero, and F. E. Luborsky, *J. Appl. Phys.*, **52**: 515 (1981).
15. C. H. Lin, K. J. Bev, and D. Turnbull, *Solid St. Commun.*, **29**: 641 (1979).
16. M. Balanzat, *Scripta Met.*, **14**: 173 (1980).
17. J. M. Ziman, *Phil. Mag.*, **6**: 1013 (1961).
18. T. E. Faber and J. M. Ziman, *Phil. Mag.*, **11**:153 (1965).
19. Е. І. Харьков, В. І. Лысов, В. Е. Федоров, *Физика жидких металлов* (Киев: Вища школа, 1979).
20. *Glassy Metals: Magnetic, Chemical and Structural Properties* (Ed. R. Hasegawa) (Boca Raton, Florida: CRC Press: 1983).
21. R. Evans, D. A. Greenwood, and P. Lloyd, *Phys. Lett.*, **35**, No. 57: 57 (1971).
22. S. R. Nagel, *Phys. Rev. B*, **16**: 1694 (1977).
23. Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела* (Москва: Мир: 1966).
24. N. Banerjee, R. Roy, and A. K. Majumdar, *Phys. Rev. B*, **24**, No. 12: 6801 (1981).
25. І. Х. Халилов, С. А. Ниналов, *Металлофизика*, **12**, № 2: 40 (1990).
26. S. N. Kaul, W. Kettler, and M. Rosenberg, *Phys. Rev. B*, **33**, No 7: 4987 (1986).
27. B. Shen, H. Guo, H. Gong, W. Zhan, and J. Zhao, *J. Appl. Phys.*, **81**, No. 8: 4661

- (1997).
28. K. Pekala, J. Latuch, M. Pekala, I. Skorvanek, and P. Jaskiewicz, *Nanotechnology*, **14**: 196 (2003).
 29. N. F. Mott, *Phil. Mag.*, **26**: 1249 (1972).
 30. A. K. Bhatnagar, R. Pan, and D. G. Naugle, *Phys. Rev. B*, **39**, No. 17: 12460 (1989).
 31. E. Esposito, H. Ehrenreich, and C. D. Gelatt, Jr, *Phys. Rev. B*, **18**, No. 8: 3913 (1978).
 32. T. Fujiwara, *J. Phys. F: Metal Phys.*, **9**, No. 10: 2011 (1979).
 33. H. Zrouri, J. Hugel, C. Chaib, J. G. Gasser, and L. Roubi, *Phil. Mag. B*, **82**, No. 8: 875 (2002).
 34. J. G. Gasser, *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**: 114103 (2008).
 35. R. Hasegawa and C. C. Tsuei, *Phys. Rev. B*, **2**: 1631 (1970).
 36. V. K. C. Ling and C. C. Tsuei, *Phys. Rev. B*, **7**: 3215 (1973).
 37. Фрэнк Дж. Блатт, *Теория подвижности электронов в твердых телах* (Москва–Ленинград: 1963).
 38. M. Olivier, J. O. Strom-Olsen, and Z. Altounian, *Phys. Rev. B*, **35**, No. 1: 333 (1987).
 39. Gang Xiao and C. L. Chien, *Phys. Rev. B*, **34**, No. 12: 8430 (1986).
 40. P. D. Babu, S. N. Kaul, L. Fernandez Barquin, J. C. Gomez Sal, W. H. Kettler, and M. Rosenberg, *Int. J. of Modern Physics B*, **13**, No. 2: 141 (1999).
 41. S. N. Piramanayagam, S. Prasad, S. N. Shringi, A. K. Nigam, G. Chandra, N. Venkataramani, and R. Krishnan. *J. Appl. Phys.*, **73**, No. 10: 5595 (1993).
 42. N. Banerjee, Ratmanala Roy, and A. K. Majumdar. *Phys. Rev. B*, **24**, No 12: 6801 (1981).
 43. S. Sayouri, R. Berraho, A. Moustaide et al., *Physica B*, **327**: 65 (2003).
 44. J. M. Barandiaran, P. Gorria, I. Orue, M. L. Fernandez-Gubieda, F. Plazaola, J. C. Gomez Sal, L. Fernandez Barquin, and L. Fournes, *J. Phys.: Condens. Matter*, **9**: 5671 (1997).
 45. Н. Г. Бабич, Н. И. Захаренко, Г. В. Еременко, М. П. Семенько, *ФММ*, **102**, № 3: 273 (2006).
 46. M. Zakharenko, M. Babich, M. Semen'ko, and G. Yeremenko, *J. Magn. Magn. Mater.*, **304**, No. 2: 525 (2006).
 47. A. K. Panda, S. Kumari, I. Chattoraj, M. Ghosh, and A. Mitra, *J. Magn. Magn. Mater.*, **308**, No. 1: 65 (2007).
 48. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, *ЖЭТФ*, **77**, № 5: 2028 (1979).
 49. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, *Письма в ЖЭТФ*, **27**, № 12: 700 (1978).
 50. M. A. Howson, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **14**: L25 (1984).
 51. R. V. Aldridge, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **10**: 299 (1980).
 52. С. В. Вонсовский, *Магнетизм* (Москва: Наука: 1971).
 53. Р. Бозорт, *Ферромагнетизм* (Москва: Из-во иностранной литературы: 1956).
 54. A. Perumal, V. Srinivas, A. Roy, A. K. Nigam, G. Chandra, and R. A. Dunlap, *J. Appl. Phys.*, **93**, No. 10: 7272 (2003).
 55. V. M. Pan, I. Ya. Dechtyar, M. E. Osinovskii et al., *Phys. Stat. Sol. (a)*, **76**, No. 1: 197 (1983).
 56. N. Sharma, S. Prasad, A. K. Nigam, G. Chandra, S. N. Shringi, and R. Krishnan, *J. Phys.: Condens. Matter*, **6**: 5493 (1994).
 57. H. Ma, Z. Wang, H. P. Kunkel, and G. William, *J. Phys: Condens. Matter*, **4**: 1993 (1992).

58. S. N. Kaul and M. Rosenberg, *Phys. Rev. B*, **27**, No. 9: 5698 (1983).
59. А. Дж. Рейн, Р. А. Леви, *Магнетизм аморфных систем* (Москва: Металлургия: 1981), с. 234.
60. R. Singhal and A. K. Majumdar, *Phys. Rev. B*, **44**, No. 6: 2673 (1991).
61. P. Czarntcki and G. Fritzkowski, *Phys. Stat. Solidi (a)*, **76**, No. 1: K93 (1983).
62. A. Fert, R. Asomoza, D. H. Sanches, D. Spanjaar, and A. Friederich, *Phys. Rev. B*, **16**, No. 11: 5040 (1977).
63. T. R. McGuire and R. I. Potter, *IEEE Trans. Magn.*, **11**: 1018 (1975).
64. J. Smit, *Physica*, **17**, No. 6: 612 (1951).
65. I. A. Campbell, A. Fert, and O. Jaol, *J. Phys. C (Metal Phys. Suppl.)*, **3**, No. 1: S95 (1970).
66. A. Fert, *J. Phys. C (Solid St. Phys.)*, **2**, No. 2: 1784 (1969).
67. I. A. Campbell, *J. Phys. F*, **4**: L181 (1974).
68. I. A. Campbell, A. Fert, and O. Jaol, *J. Magn. Magn. Mater.*, **5**, No. 1: 23 (1977).
69. A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. B*, **32**, No. 9: 6080 (1985).
70. H. C. van Elst, *Physica*, **25**, No. 1–6: 708 (1959).
71. L. Berger, *J. Appl. Phys.*, **67**, No. 9: 5549 (1990).
72. S. Senoussi, I.A. Campbell, and A. Fert, *Solid State Commun.*, **21**, No. 3: 269 (1977).
73. Y. Hsu, J. E. Schmidt, M. Gupta, S. Jen, and L. Berger, *J. Appl. Phys.*, **54**: 1887 (1983).
74. Y. Hsu, S. Jen, and L. Berger, *J. Appl. Phys.*, **50**: 1907 (1979).
75. J. Yamasaki, H. Fukunaga, and K. Narita, *J. Appl. Phys.*, **52**, No. 3: 2202 (1981).
76. G. Bordin, G. Buttino, A. Cecchetti, and M. Poppi, *J. Magn. Magn. Mater.*, **172**, No. 3: 291 (1997).
77. M. Naka, R. Kem, and U. Gonser, *J. Appl. Phys.*, **52**, No. 3: 1448 (1981).
78. Y. D. Yao, S. Araj, and S. T. Lin, *J. Appl. Phys.*, **53**, No. 3: 2258 (1982).
79. A. Raoufi and S. Araj, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **119**, No. 1: K75 (1990).
80. L. Berger, P. P. Freitas, J. D. Warner, and J. E. Schmidt, *J. Appl. Phys.*, **64**, No. 10: 5459 (1988).
81. R. Parker, *Proc. Phys. Soc. London. Sect. A*, **64**: 447 (1951).
82. T. Soumura, S. Saito, and T. Maeda, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **83**: K195 (1984).
83. U. Mizutani, M. Hasegawa, K. Fukamichi, Y. Hattori, Y. Yamada, H. Tanaka, and S. Takayama, *Phys. Rev. B*, **47**, No. 5: 2678 (1993).
84. M. Ocko, E. Babic, and H. H. Liebermann, *J. Phys.: Condens. Matter*, **2**: 7613 (1990).
85. J. Ivkov, E. Babic, and H. H. Liebermann, *J. Phys.: Condens. Matter*, **1**: 551 (1989).
86. Г. В. Самсонов, Ю. А. Куницкий, В. А. Косенко, *ФММ*, **33**, № 4: 884 (1972).
87. L. Thome, A. Benyagoub, A. Audouard, and J. Chaumont, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **15**: 1229 (1985).
88. P. I. Cote, *Solid State Commun.*, **18**, No. 9/10: 1311 (1976).
89. B. Y. Boucher, *J. Non-Cryst. Solids*, **7**: 277 (1972).
90. J. P. Crini, S. R. Nagel, I. K. Varga, and T. Schmidt, *Phys. Rev. B*, **27**, No. 12: 7589 (1983).
91. L. K. Varga and T. Schmidt, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **74**: 279 (1982).
92. P. Ping, L. Rang-su, and Q. Quan, *Mater. Science and Eng. B*, **38**: 62 (1996).
93. J. Ivkov, E. Babic, and H. H. Liebermann, *J. Phys.: Condens. Matter*, **2**: 8591 (1990).

94. И. Х. Халилов, С. А. Ниналов, *Металлофизика*, **12**, № 2: 40 (1990).
95. B. L. Gallagher and D. Greig, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **12**: 1721 (1982).
96. L. K. Varga, A. Lovas, J. Toth, and S. J. Arajs, *J. Non-Cryst. Solids*, **65**: 417 (1984).
97. W. H. Kettler and M. Rosenberg, *Phys. Rev. B*, **39**, No. 16: 12142 (1989).
98. J. M. Barandiaran, J. C. Gomez-Sal, J. Rodrigues Fernandez, R. J. Lopez Sanchez, and O. V. Neilsen, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **99**: 243 (1987).
99. М. І. Захаренко, М. П. Семенько, *Металлофиз. новейшие технол.*, **29**, № 12: 1547 (2003).
100. L. Fernandez Berquin, J.M. Barandiaran, I. Telleria, and J.C. Gomez-Sal, *J. Magn. Magn. Mater.*, **60**: 297 (1996).
101. S. N. Kaul, W. Kettler, and M. Rosenberg, *Phys. Rev. B*, **35**, No. 13: 7153 (1986).
102. C. L. Choy, K. W. Tong, H. K. Wong, and W. P. Leung, *J. Appl. Phys.*, **70**, No. 9: 4919 (1991).
103. Y. Takahara and H. Matsuda, *Mater. Trans. JIM*, **36**, No. 7: 903 (1995).
104. J.-M. Greneche, *Hyperfine Interact.*, **111**: 261 (1998).
105. A. Zentko, P. Duhaj, M. Timko, and V. Kavecansky, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **93**: 685 (1986).
106. G. L. Whittle, A. M. Stewart, and A. B. Kaiser, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **97**, No. 1: 199 (1986).
107. J. Dolinsek, P. Jeglic, P. McGuinness, Z. Jaglicic, A. Smontara, E. Tabachnikova, and V. Bengus, *Appl. Phys. A*, **79**: 1947 (2004).
108. A. Morgo-Campero and J. L. Walter, *Phys. Rev. B*, **20**, No. 12: 5030 (1979).
109. M. Matsuura, U. Mizutani, and Y. Yazawa, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **11**: 1393 (1981).
110. M. Regelsberger, R. Wernhardt, and M. Rosenberg, *J. Appl. Phys.*, **57**, No. 1: 3551 (1985).
111. R. Kuentzler and D. E. G. Williams, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **15**: 2283 (1985).
112. U. Mizutani and M. Takeuchi, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **16**: 79 (1986).
113. M. Matsuura and U. Mizutani, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **13**: 1539 (1983).
114. М. І. Захаренко, Г. В. Єрємєнко, М. П. Семенько, *Вісник Київського ун-ту. Сер. Фіз.-мат. науки*, № 4: 459 (2004).
115. S. Kanemaki, O. Takehira, T. Goto, and U. Mizutani, *J. Phys.: Condens. Matter*, **4**: 2217 (2008).
116. G. Bergman and P. Marquart, *Phys. Rev. B*, **17**, No. 3: 1355 (1989).
117. H. Gudmundsson, K. V. Rao, T. Egami, A. C. Anderson, and H. U. Astrom, *Phys. Rev. B*, **22**, No. 7: 3374 (1980).
118. A. Morgo-Campero, J. L. Walter, and T. E. Coan, *Phys. Rev. B*, **24**, No. 6: 3579 (1981).
119. Y. Takahara and H. Matsuda, *Mater. Trans. JIM*, **36**, No. 7: 903 (1995).
120. Y. Takahara and N. Narita, *Mater. Trans. JIM*, **41**, No. 8: 1077 (2000).
121. H. Y. Bai, C. Z. Tong, and P. Zheng, *J. Appl. Phys.*, **95**, No. 3: 1269 (2004).
122. T. Lucinski and J. Baszynski, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **105**: 501 (1988).
123. T. Lucinski and J. Baszynski, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **84**: 617 (1984).
124. W. L. McMillan, *Phys. Rev. B*, **24**, No. 5: 2739 (1981).
125. O. Kohmoto, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **85**: K155 (1984).
126. G. L. Whittle, A. M. Stewart, and A. B. Kaiser, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **97**, No. 1: 199 (1986).
127. F. J. Kedves, M. Mordos, L. Potocky, E. Kisdi-Koso, and J. Kovac, *Phys. Stat.*

- Sol. (a)*, **103**: 273 (1986).
128. Б. А. Мерисов, А. В. Краснокутский, А. Н. Гриб, А. Ф. Прокошин, *Металлофизика*, **12**, № 2: 36 (1990).
 129. N. T. Kemp, A. M. Stewart, J. E. Downes, and A. B. Kaiser, *J. Magn. Magn. Mater.*, **177–181**: 129 (1998).
 130. М. А. Дроздов, А. М. Желнов, А. Ф. Прокошин, *ФММ*, **57**, № 6: 1094 (1984).
 131. A. K. Bhatnagar, B. Seshu, K. D. D. Rathnayaka, and D. G. Naugle, *J. Appl. Phys.*, **76**, No. 10: 6107 (1994).
 132. K. Pekala, M. Pekala, and I. Skorvanek, *J. Non-Cryst. Solids*, **347**: 27 (2004).
 133. S. Legvold, D. T. Peterson, P. Burgardt, R. J. Hofer, B. Lundell, and T. A. Vydrostek, *Phys. Rev. B*, **9**, No. 5: 2386 (1974).
 134. N. Mitrovic, *J. Magn. Magn. Mater.*, **262**: 302 (2003).
 135. М. П. Семенько, *Металоф. новейшие технол.*, **29**, № 7: 933 (2008).
 136. А. П. Шпак, Ю. А. Куницкий, М. И. Захаренко, А. С. Волощенко, *Магнетизм аморфных и нанокристаллических систем* (Киев: Академперіодика: 2003).
 137. J. M. Gonzalez and J. L. Vicent, *J. Appl. Phys.*, **57**, No. 12: 5400 (1985).
 138. M. Urchulutegui, J. Piqueras, and C. Aroca, *Appl. Phys. Lett.*, **59**, No. 8: 994 (1991).
 139. M. de Jong, J. Sietsma, M. Th. Rekveldt, and A. van den Beukel, *J. Appl. Phys.*, **81**, No. 9: 6000 (1997).
 140. J. Gonzalez, *J. Appl. Phys.*, **79**, No. 1: 376 (1996).
 141. Chen, A. Zhukov, J. González, L. Domínguez, and J. M. Blanco, *J. Appl. Phys.*, **100**: 083907 (2006).
 142. M. Vazquez, W. Fernengel, and H. Kronmuller, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **80**: 195 (1983).
 143. А. А. Гаврилюк, А. В. Гаврилюк, Н. П. Ковалева, *ЖТФ*, **69**, № 6: 50 (1999).
 144. М. И. Захаренко, М. П. Семенько, *ФММ*, **104**, № 2: 150 (2007).
 145. A. S. Bakai, V. Z. Bengus, E. D. Tabachnikova, and P. Duhaj, *Low Temp. Phys.*, **23**: 1004 (1997).
 146. A. Raoufi and S. Aaraj, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **108**: 369 (1988).
 147. В. А. Игнатченко, *ЖЭТФ*, **54**: 303 (1968).
 148. А. Р. Malozemoff, *IEEE Trans. Magn.*, **19**: 1520 (1983).
 149. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, *ЖЭТФ*, **72**: 1005 (1977).
 150. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, Г. В. Попов, *ЖЭТФ*, **82**: 1518 (1982).
 151. Р. С. Исхаков, С. В. Колмогорцев, Ж. М. Мороз, Е. Е. Шалыгина, *Письма в ЖЭТФ*, **72**, № 12: 872 (2000).
 152. D. Y. Kim, C. G. Kim, H. C. Kim, and U. H. Sung, *J. Appl. Phys.*, **81**, No. 8: 5811 (1997).
 153. A. A. Gavriilyuk, A. L. Semenov, A. V. Semirov, A. V. Gavriilyuk, S. M. Zubritsky, B. V. Gavriilyuk, V. O. Kudryavtsev, and A. L. Petrov, *Russ. Phys. J.*, **49**, No. 8: 857 (2006).
 154. R. Sato Turtelli, J. P. Sinnecker, R. Grossinger, and M. Varquez, *J. Appl. Phys.*, **78**, No. 4: 2590 (1995).
 155. H. C. Kim, D. Y. Kim, and C. G. Kim, *J. Mater. Sci.*, **29**: 4431 (1994).
 156. G. W. Smith and J. R. Birchak, *J. Appl. Phys.*, **41**: 3315 (1970).
 157. M. G. Babich, O. P. Brud'ko, M. I. Zakharenko, and M. P. Semen'ko, *Functional Mater.*, **9**, No. 3: 519 (2002).
 158. Н. И. Захаренко, М. П. Семенько, *ФММ*, **95**, № 2: 439 (2005).

159. M. G. Babich, M. I. Zakharenko, and M. P. Semen'ko, *9th International Young Scientists Conference 'Optics & High Technology Material Science—SPO 2008': Scientific Works (October 23–26, 2008, Kyiv, Ukraine)*, p. 50.
160. G. Herzer, *Proc. of the NATO Advanced Study Institute on Magnetic Hysteresis in Novel Materials (1–12 July 1996, Mykonos, Greece)* (Ed. G. C. Hadjipanayis) (NATO ASI Series, Series E: Applied Sciences) (Dordrecht–Boston–London: Kluwer Academic Publishers: 1997), vol. **338**, p. 711.
161. K. Habiballah, G. Marest, E. H. Sayouty, H. Lassri, and R. Krishnan. *Phys. Scripta*, **56**: 112 (1997).
162. K. V. Rao, M. Steinback, H. H. Liebermann, and L. Barton, *J. Appl. Phys.*, **53**: 7795 (1982).
163. S. Ohnuma and T. J. Matsumoto, *Appl. Phys.*, **50**: 7597 (1979).
164. J. E. Frackowiak, G. Haneczok, P. Kwapulinski, and J. Rasek. *Czech. J. of Physics*, **54**, Suppl. D: D109 (2004).
165. R. C. O'Handley, B. W. Corb, Y. Hara, N.J. Grant, and W. Hines, *J. Appl. Phys.*, **53**, No. 11: 7753 (1982).
166. S. Ramasamy, L. Lundgren, K. Ganesan, and A. Narayanasamy, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **17**: 753 (1987).
167. A. Knobel, J. P. Sinnecker, R. Sate Turteili, H. R. Rechenberg, and R. Grossinger, *J. Appl. Phys.*, **73**, No. 10: 6603 (1993).
168. M. E. McHenry, M. A. Willard, and D. E. Laughlin, *Progress in Materials Science*, **44**: 291 (1999).
169. J. Freestone, M. R. J. Gibbs, and P. T. Squire, *J. Appl. Phys.*, **70**, No. 10: 6531 (1991).
170. K. Habib, K. Moore, R. Nessler, V. Eling, and C. Wu, *Mater. Character.*, **34**: 153 (1995).