

ELECTRONIC STRUCTURE AND PROPERTIES

PACS numbers: 71.10.-w, 75.10.Dg, 75.30.Et, 75.50.Lk, 75.50.Ww

Ефекти «орбітального скла». 1. Постійні магнети

О. І. Міцек, В. М. Пушкар

*Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Академіка Вернадського, 36,
03142 Київ, Україна*

У зображенні багатоелектронних операторних співорів розраховано магнетні фазові діаграми жорстких ферромагнетиків — постійних магнетів. Ці стопи $A_{1-x}B_x$ впорядковуються. Ковалентні зв'язки (A–B) Γ_{AB} сильніші за Γ_{AA} , Γ_{BB} . Групи Галуа (ГГ–С) спінів Со або Мп зв'язані (спін-орбітально) з сегрегаціями орбітальних моментів (ГГ–З). Спін-орбітальний зв'язок ($L-S$) тут сильніший за обмінні зв'язки А–А, тобто Со–Со або Мп–Мп. Антиферромагнетизм Мп ($T_N > 10^2$ К) пригнічується у стопах (Мп–Ві, Мп–Ал, ...). Інверсія обміну T_k змінює знак температури переходу ($T_N < 0 \rightarrow T_c > 0$); T_k визначається спін-орбітальним зв'язком ($\Gamma_{AB} > 0$). Цей ефект легко спостерігається за $T_k > 300$ К. Він дає магнетну анізотропію $B_A \sim 10^3$ Е. Розраховані для стопів $A(\text{Со}, \text{Мп})_{1-x}B(\text{Pt}, \text{Ві})_x$ температури Кюрі $T_c(x)$ знайдено експериментально, як і середній момент $p_2(x)$. Лінійність $T_c(x)$ порушується спін-орбітальним членом Γ_{AB} ковалентного зв'язку (A–B), зумовленим «орбітальним склом» В-компонент (Pt, Mn). Сегрегація L_r з антиферромагнетним (АФМ) обміном A_B конкурує з АФМ-обміном A_A всередині А-компоненти. Пригнічення цього спін-орбітальним зв'язком $\Gamma_{AB} > 0$ приводить до «інверсії обміну» (від $T_c(x) < 0$, $x < x_k$ до $T_c(x) > 0$, $x > x_k$). Інверсію обміну виявляють експериментально.

Ключові слова: «орбітальне скло», сегрегація моментів (групи Галуа), інверсія обміну, ферромагнетна анізотропія.

Magnetic phase diagram of hard ferromagnets (permanent magnets) is calcu-

Corresponding author: Oleksandr Ivanovych Mitsek
E-mail: amitsek@gmail.com

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine*

Citation: O. I. Mitsek and V. M. Pushkar, 'Orbital Glass' Effects. 1. Permanent Magnets, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **44**, No. 2: 141–150 (2022).
DOI: [10.15407/mfint.44.02.0141](https://doi.org/10.15407/mfint.44.02.0141)

lated by means of the method of many-electron operator spinors. These alloys $A_{1-x}B_x$ are ordered. Covalent bonds (A–B) Γ_{AB} are stronger than Γ_{AA} , Γ_{BB} . Galois groups (GG-C) of Cr or Mn spins are connected (by spin-orbital bonds) with orbital moments segregations (GG-3). Spin-orbital bond (L – S) is stronger than exchange bonds A–A (Co–Co or Mn–Mn). Antiferromagnetism of Mn ($T_N > 10^2$ K) is suppressed in alloys (Mn–Bi, Mn–Al, ...). Exchange inversion T_k is changed the sign of transition temperature ($T_N < 0 \rightarrow T_c > 0$); T_k is determined by spin-orbital bond ($\Gamma_{AB} > 0$). This effect is observed easily at $T_k > 300$ K. It gives magnetic anisotropy $B_A \sim 10^3$ Oe. Curie temperature $T_c(x)$ and mean moment $p_2(x)$, calculated for alloys $A(\text{Co, Mn})_{1-x}B(\text{Pt, Bi})_x$, is determined experimentally. Linearity of $T_c(x)$ is broken by spin-orbital term Γ_{AB} of component (A–B) covalent bond caused by ‘orbital glass’ of B components (Pt, Mn). Segregation L_r with antiferromagnetic (AFM) exchange A_B competes with AFM exchange within A-component. Suppression of that by spin-orbital bond $\Gamma_{AB} > 0$ leads to ‘exchange inversion’ (from $T_c(x) < 0$, $x < x_k$ to $T_c(x) > 0$, $x > x_k$). Exchange inversion is determined experimentally.

Key words: ‘orbital glass’, moments’ segregation (Galois groups), exchange inversion, ferromagnetic anisotropy.

(Отримано 1 червня 2021 р.; остаточн. варіант — 14 листопада 2021 р.)

1. ВСТУП

Постійні магнети (ПМ) з високою $T_c \cong 10^3$ K [1] завжди були і будуть затребувані. На основі м’яких Co і Fe можна одержати стопи з високою ферромагнетною анізотропією (ФМА) і коерцитивною силою $H_c \sim 0,1$ Т. Домішка немагнетних Pt⁷⁹ ($5d^{10}$) або Bi⁸³ ($5d^{10}6s^26p^3$) збільшує ФМА Co²⁷ ($3d^74s^1$) або Mn²⁵ ($3d^64s^2$). Тут ефект аналогічний Co–U [2].

Відкриття «орбітального скла» (ОС) [3] пояснило цілу низку спостережуваних (але непояснених) ефектів [4].

Властивості ОС дозволяють передбачити нові явища. Тут ми зупинимось на постійних магнетах. Участь перехідних металів дозволяє ввести до розгляду кутові моменти S_r і L_r йонів. У стопах зонні ферміони компенсують локальні спіни Mn або Bi ($S_r \rightarrow 0$). Але на локальні L_r зонні ферміони ($I_r \cong 10$) не впливають. Це виділяє сукупність йонних L_r у сегрегації. Сумарна сегрегація L_r стопу (підґратниці Pt або Bi) проявляється як «орбітальне скло». Цей «новий матеріал» бере участь у фазових діаграмах (як атомних фазових діаграм (АФД), так і магнетних фазових діаграм (МФД)).

Теорію явищ адекватно побудовано на основі багатоелектронних операторних спінорів (БЕОС) і флуктуацій хемічних зав’язків (ФХЗ) [2].

Природа магнетно-жорстких ферромагнетиків принципово не піддається моделям одноелектронним, так само як атомне (АО) і магнетне (МО) упорядкування. Тому побудуємо багатоелектронну тео-

рію ПМ спочатку для Co–Pt. Тенденція до атомного порядку висуває наперед ковалентні A–B (Co–Pt) зв'язки:

$$H_{AB} = 2\Gamma^{DF}(\text{Co–Pt}) > \Gamma^{DD}(\text{Co–Co}) + \Gamma^{FF}(\text{Pt–Pt}). \quad (1)$$

Народження сегрегації ($\mathbf{L}_r - \mathbf{L}_R$), тобто ОС, або «орбітального» антиферомагнетизму ($T_N \sim 10^3 \text{ K}$), можливе, якщо

$$\Delta_3 \Gamma^{FF}(\mathbf{r} - \mathbf{R}) < 0, A_A = k_B T_N \sim 10^3 k_B, E_A(k_j) = A_A k_j. \quad (2)$$

Магнетна жорсткість стопу, обумовлена зв'язком (1), його кутовим членом

$$(\Gamma_{AB})' = \Gamma^{s-o}[\mathbf{S}_r - \mathbf{L}_R]. \quad (3)$$

Для технічного використання Co–Pt потрібні фазові діаграми і величина ФМА. Метод БЕОС дозволяє відповісти на всі актуальні запитання. Фазова діаграма з урахуванням атомного і магнетного упорядкування для Co–Pt і його магнетна жорсткість розраховані методом БЕОС в розділі 2. Магнетно-жорсткий Mn–Vi тим самим методом БЕОС (розділ 3) порівнюється з Co–Pt. Його спінова динаміка і температура Кюрі T_c , одержані з урахуванням ФХЗ, що визначає ентропію перехідних металів, проведемо в іншому місці. Припущення відносно властивостей ПМ-стопів РЗМ подано у розділі 4 разом з обговоренням і висновками.

2. СТОП (ПОСТІЙНИЙ МАГНЕТ) Co–Pt (A–B)

Атомне упорядкування стопу обумовлено ковалентним зв'язком A–B. Сильний феромагнетизм Co ($T_c \approx 10^3 \text{ K}$), топологічна група ($\Gamma\text{Г-C}$), спінова, контрастує з сегрегацією ($\Gamma\text{Г-3}$) антиферомагнетизму орбітальних моментів пар йонів Pt ($L = 1$). Це елементи групи ($\Gamma\text{Г-3}$) – пара $\text{Pt}_\uparrow (\mathbf{L}_\uparrow)$ і $\text{Pt}_\downarrow (\mathbf{L}_\downarrow)$. Перетин цієї сегрегації ($\Gamma\text{Г-3}$) з групою ($\Gamma\text{Г-C}$) супроводжується спін-орбітальним зв'язком $\Gamma^{FD}(r - R)$ йонів Pt (B, \mathbf{L}_r) і Co (A, \mathbf{S}_R). Металічний зв'язок зонних ферміонів, які мають аналогічні $4s^2$ і $6s^2$ валентні оболонки підґратниць (A і B), не має бути визначальним для АФД і МФД.

Головним є ковалентний зв'язок A і B йонів. Виходимо з їхніх хвильових функцій

$$\psi_r^+(\text{Co}) = D_r \xi_D + \xi_b f_r^+, D_r = \{D_{r\sigma}, c_{r\sigma}\}, D_r \bar{D}_r = 1 \quad (4)$$

і

$$\psi_R^+(\text{Pt}) = F_R \xi_F + \xi_b f_R^+, F_R = \{F_{RL}, c_{RL}\}, \mathbf{L} = \uparrow, \downarrow. \quad (5)$$

Комутації в бозонному просторі Фока для них

$$[D_r, \bar{D}_R]_- = \delta_{rR} = [F_r, \bar{F}_R]_- \quad (6)$$

приводять до бозонів ФХЗ (D_k і F_k) згідно

$$D_r = \sum_k D_k e^{ikr}, \quad D_k = \sum_r D_r e^{-ikr} / Nx_A, \quad x_A + x_B = 1. \quad (7)$$

Ковалентний зв'язок Со-Со (А-А) є і природою обмінного інтеграла $A_{AA}^{\text{ex}} \sim \Gamma^{DD}$, де

$$H^{DD} = -(1-x)^2 \sum_{rR} (\Gamma^{DD}(r-R) D_r \bar{D}_R + A_{AA}^{\text{ex}} \mathbf{S}_r \mathbf{S}_R). \quad (8)$$

Експериментальна оцінка обмінного параметра $A^{\text{ex}} \sim \Gamma(\mathbf{r}-\mathbf{R}) \sim 10^3 k_B$ [1] дає для стопу $A_x B_{1-x}$ температуру Кюрі (нульове наближення)

$$T_c(x) = T_c(0)(1-x). \quad (9)$$

Порівняння грубої оцінки (9) з експериментом — на рис. 1 [5].

Спектр феромагнетизму

$$E_k^D \cong A_D k^2, \quad (k \ll 1, A_D \sim T_c(x)).$$

Сегрегація (ГГ-3), антиферомагнетизм L_r підсистеми В створює ОС; елементів (ГГ-3) ($N_3 \sim (1-x)$) достатньо для оцінки $T_N \sim x A^{\text{ex}} \sim 10^3$ К, коли $x \sim 1/2$. Ковалентний В-В-зв'язок

$$H^{FF} = -x^2 \sum_{rR} (\Gamma^{FF} F_r \bar{F}_R + A_{\text{ex}}^B L_{r\uparrow} L_{R\downarrow} + \dots) \quad (10)$$

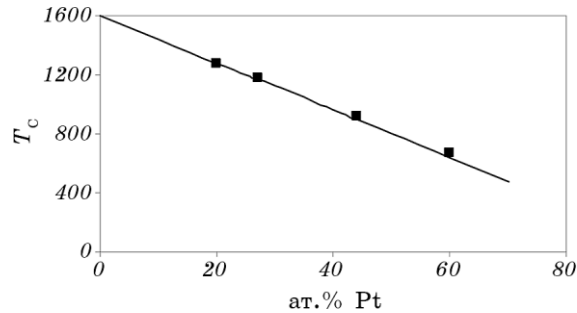


Рис. 1. Залежність температури Кюрі T_c (К) від складу стопу Со-Рт. Теоретична крива (формули (8) і (17)) і експериментальні точки [5].

Fig. 1. Dependence of Curie temperature T_c on Co-Pt alloy composition. Theoretical curve (formula (8) and (17)) and experimental points [5].

Другий (кутовий) член (10) продукує антиферромагнети

$$E_B(\mathbf{k}) = \sqrt{A_B^2(0) - A_B^2(\mathbf{k})}, \quad T_N \sim (A_B/k_B)x^2, \quad (11)$$

і температура Нееля

$$T_N \sim (10^2-10^3) \text{ К}, \text{ коли } x \approx 1/2, T_3 \sim T_N, \quad (12)$$

обмежує інтервал $0 < T < T_3$ існування ОС, хоча сегрегація моментів L_r існує в усій області $0 < T < T_1$ твердої фази (T_1 — температура топлення Co-Pt).

Аналогічно вводять А-В зв'язок:

$$H^{AB} = -\sum_{\mathbf{rR}} [(\Gamma^{DF} D_r \bar{F}_R + H.c.) + A_{DF} (S_0 L_0 + S_r^+ L_{R\uparrow}^- + S_r^- L_{R\downarrow}^+ + H.c.)], \quad (13)$$

причому

$$A_B = \alpha_L^2 \nabla_r \nabla_R \Gamma^{FF}(\mathbf{r} - \mathbf{R}) = (i\mathbf{k})^2 (\Gamma^{FF})' \alpha_L^2, \quad (14)$$

звідки антиферромагнетний знак (-) обміну в сегрегації.

Для розрахунку температури Кюрі $T_c(x)$ і Нееля $T_N(x)$ розглядаємо ентропію як функціонал ФХЗ. Звідси термодинамічний потенціал (ТДП) — лінійна функція T і квадратична функція середніх моментів $S_T = S$ і $L_T = L$

$$\Phi = -(1-x)^2 A_A S^2 - A_B x^2 L^2 + T[(1-x)S + xL] + x(1-x)A_{AB} + bs^4(1-x)/4. \quad (15)$$

Варіюємо (15) по S і L (модель Акулова [1])

$$\begin{vmatrix} T - (1-x)A_A & -xA_{AB} \\ (1-x)A_{AB} & T + xA_B \end{vmatrix} \begin{pmatrix} S \\ L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{ds}(1-x) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Детермінант (16) $\Delta = 0$ має рішення

$$T_{\pm} = 0,5\{(1-x)A_A + xA_B \pm [(1-x)A_A - xA_B]^2 + 4x(1-x)A_{AB}^2\}^{1/2}. \quad (17)$$

Вважаючи $(1-x)A_A \gg xA_B$, маємо температуру Кюрі

$$\begin{aligned} T_c &= T_+(x) \cong (1-x)A_A + x(A_{AB}^2/A_A), \quad x < 0,5, \\ T_c &= T_+ \sqrt{x(1-x)}, \quad x > 0,7 \end{aligned} \quad (18)$$

і температуру Нееля

$$T_- = -T_N = xA_B + x(A_{AB}^2/A_A). \quad (19)$$

Функцію (18) порівнюємо з експериментом (рис. 1).
Спін-орбітальний зв'язок, перше наближення

$$\langle \Delta H_{AB}(\text{Pt} - \text{Co}) \rangle_1 = 0, \quad (20)$$

друге наближення

$$\langle \Delta H_{AB} \rangle_2 = |A_{DF} S_0^z L_0^z|^2 / 2A_0 \quad (21)$$

дає константу ФМА із (21)

$$\Phi_{\text{ФМА}} = \tilde{K}_1 \langle (S_0^z)^2 (L_0^z)^2 \rangle. \quad (22)$$

Після окремого усереднення (22) одержуємо константу

$$K_1(T) = K_1(0) \Phi_S(T) \Phi_L(T) (1-x)x, \quad K_1(0) \sim \Gamma^{DF} / \Gamma^{FF}. \quad (23)$$

Тут спін-хвильове наближення

$$\Phi_S(T) = [M_S(T)/M_S(0)]^3, \quad M_S = 1 - q_S(T/T_c)^{3/2}. \quad (24)$$

Усереднення сегрегації (ОС) для $T < T_N$ дає

$$\Phi_L(T) \cong N_S(0)(1 - q_L T), \quad N_S(0) \sim (L_0^3)^2 = P_3. \quad (25)$$

Константа ФМА у вигляді $K_1(0)$ досить велика через велику енергію упорядкування

$$\Gamma^{DF} \sim T_A \sim 10^3 \text{ К} \quad (26)$$

за високих температур упорядкування T_A .

Середній момент $p_2(T)$ одержуємо рішенням системи (16)

$$p_2(x) = \bar{S}^2(x) = (A_A(1-x) + xA_{AB}\bar{L})/b. \quad (27)$$

Тут

$$\bar{L} = A_{AB}xP_3/A_A. \quad (28)$$

Звідси

$$p_2(x) = [A_A(1-x) + [x(1-x)]^2 A_{AB}^2 (P_3/A_A)]/b, \quad (29)$$

тобто (рис. 2)

$$p_2(x) = p_2(0)(1-x) + a[x(1-x)]^2, \quad a = A_{AB}^2 P_3 / A_A b, \quad (30)$$

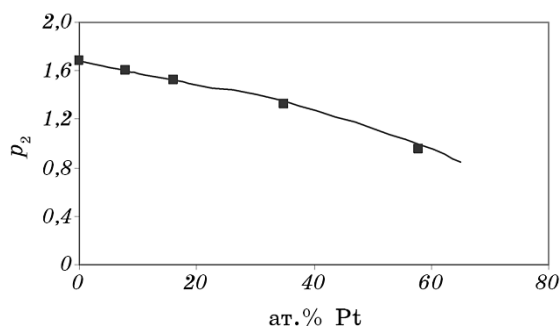


Рис. 2. Залежність магнетного моменту p_2 від складу стопу Co–Pt. Теоретична крива (формула (30)) і експериментальні точки [5].

Fig. 2. Dependence of magnetic moment p_2 on Co–Pt alloy composition. Theoretical curve (formula (30)) and experimental points [5].

порівнюємо з експериментом [5].

Апроксимація (28) добре працює для $x < 0,7$.

3. ПОСТІЙНИЙ МАГНЕТ Mn–Bi. ІНВЕРСІЯ ОБМІНУ

Теорія цього ПМ ускладнюється наявністю у металічного Mn декількох модифікацій [5]. Складні АФД тут доповнюються не менш складними МФД. Деякі фази Mn мають високі $T_N > 10^2$ К. Цікаві феромагнетні стопи Mn, особливо Mn–Bi, причому йони Mn^{25} ($3d^5 4s^2$) і Bi^{83} ($6s^2 p^3$) із різко різних рядків таблиці Менделєєва. Самі чисті метали неферомагнетні [5]. Проте $Mn_{1-x}Al_x$ ($x \sim 0,3$) та інші стопи теж магнетно-жорсткі феромагнетики [6].

Локальна анізотропія в них (деформації типу u_{33}) сприяють народженню матеріалу ОС. Сегрегація орбітальних моментів Al, Bi відбувається, якщо $u_{33} \neq 0$ у підґратницях В (в стопі А–В, де А = Mn, Co, ...). Універсальність появи ОС підґратниць В є ключем до багатьох, раніше незрозумілих, властивостей стопів А–В.

Неясний досі експериментальний факт переходу у феромагнетний стан із АФМ чистого Mn у разі додавання Bi, Al, ... можна приписати ефективному наслідку появи ОС.

Сегрегація орбітальних моментів L_r , наприклад, йонів Al, є АФМ з обміном всередині підґратниці В (L_r). Тут спільність А-йонів (Mn) має спіни S_r (і орбітальний момент $L_r \approx 0$). Їхній магнетизм (АФМ) створюється обміном $A_A < 0$.

«Орбітальний момент» утворюється ковалентним зв'язком В–В, тобто «обміном» A_B . Ефект інверсії обміну обумовлений ковалентним зв'язком А–В (тобто $\Gamma_{AB} > 0$). Спін-орбітальна частина зв'язку (між йонами А і В)

$$\Phi_{AB} = -\sum \Gamma_{DF} \mathbf{S}_F \mathbf{L}_R, \quad \Gamma_{DF} > 0. \quad (31)$$

Функції типу температури Кюрі $T_c(x)$ і т.і. знаходимо, варіюючи сумарний ТДП від середніх моментів S і $L = L_T$

$$\begin{aligned} \Phi(S, L) = [A_A(1-x)^2 + T(1-x)]S^2 - L^2(x^2 A_B - xT) - \\ - x(1-x)\Gamma_{AB}SL + b(1-x)S^4 / 4. \end{aligned} \quad (32)$$

Це спрощена модель М. С. Акулова, де $\Gamma^{DF} = \Gamma^{AB}$. Варіюємо (32), вважаючи ($A_A, A_B < 0$), та одержуємо

$$\begin{pmatrix} (1-x)A_A + T & -\Gamma_{AB}x \\ \Gamma_{AB}(1-x) & -A_Bx + T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S \\ L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} bS^3 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (33)$$

Детермінант системи

$$\Delta_2 = ((1-x)A_A + T)(T - A_Bx) - \Gamma_{AB}^2(1-x)x. \quad (34)$$

Його корені (рішення $\Delta_2 = 0$)

$$T_{\pm} = 0,5\{-(1-x)A_A + A_Bx \pm [(1-x)A_A + A_Bx]^2 + 4\Gamma_{AB}^2(1-x)x\}^{1/2}. \quad (35)$$

Апроксимуємо (35) для $|A_A| > |A_B|$. Температура Кюрі

$$T_c(x) = -(1-x)|A_A| + \Gamma_{AB}^2 x / |A_A| \quad (36)$$

змінює знак, якщо $x > x_k$ (інверсія обміну).

Визначаємо точку інверсії обміну АФМ \rightarrow ФМ ($x = x_k$)

$$T_+(x_k) = 0, \quad x_k = A_A / (A_A + \Gamma_{AB}^2 x / |A_A|). \quad (37)$$

Сегрегація орбітальних моментів (ГГ-3) через спин-орбітальний зв'язок ($S_A - L_B$) інвертує обмін спінів (йонів Mn) і створює феромагнетний матеріал. Такий ефект можливий, коли $L(\text{Mn}) = 0$ і $S(\text{OC}) \rightarrow 0$. Він неможливий у РЗМ, де підсумовуються $L + S = J$.

Теоретичні моделі (в основному одноелектронні) пояснюють ускладнення МФД зміною йонної структури Mn. На мові БЕОС це спростовується. Оскільки феромагнетні стопи Mn використовують широко [6], загадка цих МФД породила велику кількість літератури для її розгадок. Вражає таких авторів різка різниця йонів Mn²⁵ ($3d^5 4s^2$) і, наприклад, Ві⁸³ ($6s^2 6p^3$), відкрита для ФМ оболонка (d^5), але немагнетні йони Ві, Al, ...

Анізотропія цих стопів, можливо, внутрішня, кристалографічна, за нашою теорією [2, 3] ОС сприяє сегрегації некомпенсованих орбітальних моментів L_r (йонів Ві) в (ГГ-3). Сумарний орбітальний

момент L йонів Bi (або Al) розпадається на пари $(Bi, L_r \uparrow) - (Bi, L_r \downarrow)$. Цей матеріал (ОС) представляє антиферромагнетик з температурою Нееля $T_N \sim P_3 = \langle L_\uparrow^3 L_\downarrow^3 \rangle$.

4. ВИСНОВКИ

Відкриття «орбітального скла» висвітлило природу спін-орбітального зв'язку у стопі. Ця загадка багатоелектронних теорій тут розгадана як кутова частина ковалентної взаємодії. Всередині йона загадка залишається. Вона буде розглянута в наступних статтях.

1. Спін-орбітальна частина (Γ^{s-o}) ковалентного зв'язку ($A_{1-x}B_x$) за наявності механічної енергії (u_{ij}) створює магнетну анізотропію.
2. Вона враховує залежність від x температури Кюрі $T_c(x)$ і середнього моменту $p_2(x)$.
3. Передбачуваний великий ефект (роль) спін-орбітального зв'язку в стопах $Mn_{1-x}(Bi_x, Al_x)$ відкривається у випадку інверсії обміну (антиферо \rightarrow феро).
4. Концентрація $x = x_c$ (Γ^{s-o}) за цієї інверсії і весь цей ефект розраховуються в зображенні БЕОС органічно.
5. Ефект інверсії ($T_c < 0, x < x_c$) \rightarrow ($T_c > 0, x > x_c$) супроводжується зростанням ФМА до технічно високих значень $K_1(x)$.
6. Ці ефекти відкриття «орбітального скла» супроводжуються численними новими явищами.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. С. В. Вонсовский, *Магнетизм* (Москва: Наука: 1971).
2. А. И. Мицек, В. Н. Пушкар, *Металлофиз. новейшие технол.*, **41**, № 3: 279 (2019).
3. А. И. Мицек, В. Н. Пушкар, *Металлофиз. новейшие технол.*, **41**, № 9: 1127 (2019).
4. А. И. Мицек, В. Н. Пушкар, *Реальные кристаллы с магнитным порядком* (Киев: Наукова Думка: 1978).
5. *Magnetic Properties of Metals* (Ed. H. P. J. Wijn) (Berlin: Springer-Verlag: 1991).
6. *Постоянные магниты* (Ред. Ю. М. Пятин) (Москва: Энергия: 1980).

REFERENCES

1. S. V. Vonsovskiy, *Magnetizm* [Magnetism] (Moscow: Nauka: 1971) (in Russian).
2. O. I. Mitsek and V. M. Pushkar, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **41**, No. 3: 279 (2019) (in Russian).
3. O. I. Mitsek and V. M. Pushkar, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **41**, No. 9: 1127 (2019) (in Russian).

4. A. I. Mitsek and V. M. Pushkar, *Real'nye Kristally s Magnitnym Poryadkom* [Real Crystals with Magnetic Order] (Kyiv: Naukova Dumka: 1978) (in Russian).
5. *Magnetic Properties of Metals* (Ed. H. P. J. Wijn) (Berlin: Springer-Verlag: 1991).
6. *Postoyannye Magnity* [Permanent Magnets] (Ed. Yu. M. Pyatin) (Moscow: Energiya: 1980) (in Russian).