

АМОРФНОЕ И ЖИДКОЕ СОСТОЯНИЯ

PACS numbers: 71.10.Fd, 72.10.Di, 72.15.Cz, 75.30.Kz, 75.30.Mb, 75.47.-m, 75.50.Kj

Кластерная модель жидкого или аморфного металла. Квантово-статистическая теория. Электрические и магнитные свойства

А. И. Мицек, В. Н. Пушкаръ

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев, Украина*

Магнитоэлектрические свойства аморфных металлов (АМ) на основе Fe рассчитываются в модели кластеров K_j и в представлении многоэлектронных операторных спиноров. Флуктуации химических связей (ФХС) и микродиффузия модифицируют АМ. Волновая функция иона Fe складывается из волновых функций высокоспиновых (ВС, ξ_3), низкоспиновых (НС, ξ_1) и зонных (f_r) состояний в узле r . Их амплитуды $\xi_j(T, B)$ зависят от температуры T и магнитного поля B . На примере системы Fe–V постулируем, что ферромагнитные (ФМ) кластеры α -Fe взаимодействуют ($A_{31} > 0$) через НС-ионы в полостях h_j . Температура Кюри $T_c(\xi_j)$ понижается также за счёт A_{31} при антиферромагнитном (АФМ) обмене $A_{11} < 0$ для h_j . Обменная жёсткость $D(T, \xi_j)$ ферромагнетиков зависит от ФХС через $\xi_j(T)$. При $|A_{11}| > A_{33}$ стабильна АФМ-фаза с двумя ветвями антиферромагнетиков: $E_a \propto k$, $E_0 \cong A_{31}$ для квазиимпульсов $k \ll 1$. Добавление Cr также стабилизирует АФМ-фазу за счёт обмена Cr–Cr ($A_{vv} < 0$). Вероятность метамагнитного (ММ) перехода АФМ \rightarrow ФМ повышается микродиффузией. С ростом T уменьшается число ближайших соседей Cr–Cr в полости h_j , уменьшая $\bar{A}_{vv}(T)$ при $T \rightarrow T_{\text{ММ}} - 0$. ММ-переходы либо при $T_{\text{ММ}}$, либо в поле $B_{\text{ММ}}(T)$ при $T < T_{\text{ММ}}$ сопровождаются гигантским магнитосопротивлением (ГМС) $\Delta R(T, B)$; получено соотношение $\Delta R \propto \xi_1^2(T) s_T^2(B)$. Средний спин s_T для НС-иона входит в «ФМ-дефект эффективной массы» $\Delta m^*(T, B)$ при $B \rightarrow B_{\text{ММ}}$. Чётные ФМ-эффекты — ферромагнитная анизотропия (ФМА) и магнитострикция (ФМС) — обусловлены спин-орбитальной связью НС-Fe–V⁺ в условиях деформации u_{ij} . Деформация u_{ij} при получении АМ-ленты или после термообработки наводит ФМА ($K_u \neq 0$). Ход магнитной восприимчивости $\chi(B)$ зависит от K_u и K_1 внутри кластера.

Магнитоелектричні властивості аморфних металів (АМ) на основі Fe розраховано в моделі кластерів K_j і в представленні багатоелектронних операторних спинорів. Флуктуації хемічних зв'язків (ФХЗ) і мікродифузія модифікують АМ. Хвильова функція йона Fe складається з хвильових

функцій високоспінових (ВС, ξ_3), низькоспінових (НС, ξ_1) та зонних (f_r) станів у вузлі r . Їхні амплітуди $\xi_j(T, B)$ залежать від температури T і магнетного поля B . На прикладі системи Fe–В постулюємо, що ферромагнетні (ФМ) кластери α -Fe взаємодіють ($A_{31} > 0$) через НС-йони у порожнинах h_j . Температура Кюрі $T_c(\xi_j)$ понижується також через A_{31} при антиферромагнетному (АФМ) обміні $A_{11} < 0$ для h_j . Обмінна цупкість $D(T, \xi_j)$ ферромагнетонів залежить від ФХЗ через $\xi_j(T)$. При $|A_{11}| > A_{33}$ стабільною є АФМ-фаза з двома гілками антиферромагнетонів: $E_a \propto k$, $E_0 \cong A_{31}$ для квазіімпульсів $k \ll 1$. Додавання Cr також стабілізує АФМ-фазу через обмін Cr–Cr ($A_{vv} < 0$). Ймовірність метамагнетного (ММ) переходу АФМ \rightarrow ФМ підвищується мікродифузією. З ростом T зменшується число найближчих сусідів Cr–Cr у порожнині h_j , зменшуючи $A_{vv}(T)$ при $T \rightarrow T_{\text{ММ}} - 0$. ММ-переходи при $T_{\text{ММ}}$ чи то у полі $B_{\text{ММ}}(T)$ при $T < T_{\text{ММ}}$ супроводжуються гігантським магнетопором (ГМО) $\Delta R(T, B)$; одержано співвідношення $\Delta R \propto \xi_1^2(T) s_T^2(B)$. Середній спин s_T для НС-йона входить у «ФМ-дефект ефективної маси» $\Delta m^*(T, B)$ при $B \rightarrow B_{\text{ММ}}$. Парні ФМ-ефекти — ферромагнетна анізотропія (ФМА) і магнетострикція (ФМС) — зумовлено спіно-орбітальним зв'язком НС-Fe–В⁺ в умовах деформації u_{ij} . Деформація u_{ij} при виготовленні АМ-стрічки або після термооброблення наводить ФМА ($K_u \neq 0$). Хід магнетної сприйнятливості $\chi(B)$ залежить від K_u і K_1 всередині кластера.

Magnetoelectric properties of Fe-based amorphous metals (AM) are calculated within both the cluster (K_j) model and the many-electron operator spinors representation. AM are modified by the chemical-bond fluctuations (CBF) and microdiffusion. The wave function of Fe ion consists of wave functions of high-spin (HS, ξ_3), low-spin (LS, ξ_1), and band (f_r) states at the lattice site r . Their amplitudes $\xi_j(T, B)$ depend on temperature T and magnetic field B . As postulated by the Fe–В example, the ferromagnetic clusters of α -Fe interact ($A_{31} > 0$) through the LS ions within the h_j holes. The Curie temperature $T_c(\xi_j)$ is lowered owing to A_{31} at the AFM exchange with $A_{11} < 0$ for h_j . Ferromagnon exchange hardness, $D(T, \xi_j)$, depends on the CBF through $\xi_j(T)$. The AFM phase is stable, if $|A_{11}| > A_{33}$, and it has two antiferromagnon branches: $E_a \propto k$, $E_0 \cong A_{31}$ for quasi-momentum $k \ll 1$. Cr addition also stabilizes AFM phase owing to the Cr–Cr exchange ($A_{vv} < 0$). Probability of metamagnetic (MM) AFM \rightarrow FM transition is increased by microdiffusion. The number of the nearest Cr–Cr neighbours within the h_j holes is decreasing with the T growing, decreasing $A_{vv}(T)$ at $T \rightarrow T_{\text{ММ}} - 0$. The MM transitions either at $T_{\text{ММ}}$ or in the $B_{\text{ММ}}(T)$ field at $T < T_{\text{ММ}}$ are accompanied by giant magnetoresistance with $\Delta R(T, B) \propto \xi_1^2(T) s_T^2(B)$. Mean spin for LS ion is a part of ‘effective mass defect’ $\Delta m^*(T, B)$ at $B \rightarrow B_{\text{ММ}}$. The FM effects such as ferromagnetic anisotropy (FMA) and magnetostriction (FMS) are caused by the LS-Fe–В⁺ spin-orbit coupling in condition of deformation u_{ij} . Deformation u_{ij} induces FMA ($K_u \neq 0$) in the process of AM-ribbon fabrication or after annealing. The curve of magnetic susceptibility $\chi(B)$ depends on K_u and K_1 within the cluster.

Ключевые слова: аморфный ферро- или антиферромагнетик, кластеры, магнотонны, магнитная анизотропия, магнитострикция, гигантское магнитосопротивление, обмен, флуктуации химических связей, многоэлектронные операторные спиноры.

(Получено 22 апреля 2014 г.; окончат. вариант — 6 ноября 2014 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Аморфные металлы (АМ) суть часть класса твёрдых тел без трансляционной инвариантности. Повышенная (сферическая) макросимметрия делает их чувствительными к наведению анизотропии свойств внешними (тепловым, упругим и др.) полями. Поэтому их техническое применение полностью определяется способами получения и обработки образцов. Плоские ленты или пленки АМ обычно подвергаются воздействиям, изменяющим их двумерные свойства в плоскости xOz образца. Важным предметом исследования магнитомягких АМ оказывается степень магнитной жёсткости феррометаллов; см. [1, 2]. Конкретно это проявляется в изменении наведённой ферромагнитной анизотропии (ФМА). В процессе необходимой для этого обработки идёт микродиффузия примесных ионов [2]. Создаётся локально анизотропная микроструктура. В интегральной форме она проявляется в величине и симметрии наведённой ФМА. Для теоретического выяснения происходящих процессов и получающихся свойств АМ адекватными оказываются квантово-статистические методы. Здесь мы используем метод двухвременных функций Грина (Боголюбова). В основе метода лежит введение волновых функций ионов в форме многоэлектронных операторных спиноров (МЭОС). В последнее время широко используется [3–7] кластерное представление разных фаз жидких (ЖМ, см. также [8]) и АМ образцов при интерпретации наблюдаемых свойств. Это тем более важно, что во внешних полях может меняться не только микро-, но и макро- (фазовая) структура АМ, а именно зарядовый (орбитальный), магнитный или механический порядок решётки АМ. Последнее должно менять симметрию тензора упругих модулей.

Получение быстрой закалкой ленты аморфного металла [7] предназначено для пополнения класса магнитомягких ферромагнетиков (ФМ) с высоким электросопротивлением (ЭС). Подавленная кристаллографическая ФМА обуславливает низкие коэрцитивные силы ($H_c \sim 1$ Э) и низкую энергию перемагничивания $(MB)_{\max}$. Более высокое ЭС понижает потери на вихревые токи на технических частотах $\omega \sim 10^2\text{--}10^3$. Аспект применения «гигантского магнитосопротивления» (ГМС) предполагает поиски антиферромагнитных (АФМ) $3d(\text{АМ})$ -соединений.

Вначале остановимся на бинарных $\text{Fe}_{1-x}\text{M}_x$ ($\text{M} = \text{V}, \text{P}, \text{Si}, \dots$) [3, 8] АМ сплавах. Волновые функции Fe-иона предполагают разделение на высокоспиновые (ВС) (3), низкоспиновые (НС) (1) и зонные ($f_{r\sigma}$) состояния $3d$ -электронов:

$$\psi_r^+(\text{Fe}) = \xi_3 D_r^3 + \xi_1 D_r^1 + \sum_{\sigma} \xi_{bc} f_{r\sigma}^+, \quad D_r^n = \{d_{r\sigma L} c_{nr\sigma} v_{rL}\} \quad (1.1)$$

с факторизацией МЭОС на координатные ($d_{r\dots}$), спиновые ($c_{r\dots}$) и орбитальные ($v_{r\dots}$). Локализация спинов S_r (BC) и s_r (HC) хундовским обменом и замораживание орбитального момента L_r частично обсуждаются ниже.

Волновая функция М-иона:

$$\psi_r^+(\mathbf{M}) = \xi_+ P_r + \xi_0 \psi_M^0, \quad P_r = \{P_{r\sigma L} c_{pr\sigma} v_{rL}\} \quad (1.2)$$

выражается МЭОС для $n = 1$ ковалентного электрона через амплитуды катионного (ξ_+) и атомного (ξ_0) состояний. Орбитальные факторы МЭОС (v_L) используются для расчёта чётных (ФМА, магнитострикция (ФМС), ...) и нечётных (эффект Холла, ...) эффектов Акулова [1]. Определим:

$$c_{nr\sigma}^2 = [1 + \mathbf{S}_r(\mathbf{s}_r)\boldsymbol{\sigma}] / 2, \quad v_{rL}^2 = (1 + \mathbf{I}_r) / (2l + 1) \quad (1.3)$$

для спиновых $\boldsymbol{\sigma}$ и орбитальных \mathbf{I} матриц при $l = 1$ (B) или 2 (Fe). Номинальные спины $S = 3/2$ (BC) или $s = 1/2$ (HC).

Ограничиваемся парными (ковалентными) взаимодействиями катионов:

$$H^{\text{cov}} = -\sum \Gamma^{nn} D_r^n \bar{D}_R^n \xi_n^2 - \sum \Gamma^{ij} D_r \{\bar{D}_R^j\}, \quad \xi_i = \{\xi_3, \xi_1, \xi_+ \mathbf{x}\} \quad (1.4)$$

и зонно-ковалентными (металлическими) связями:

$$H^{b\text{-cov}} = -\sum \gamma_j \xi_j \{D_r^j\} f_{R\sigma} - \sum t_\sigma (r - R) f_{r\sigma}^+ f_{R\sigma} \quad (1.5)$$

с учётом перескоков (t_σ) зонных электронов между разными узлами АМ.

В разделе 2 на примере ФМ сплава АМ исследуется подход к чётным (ФМА, ...) и нечётным эффектам Акулова. Магнитная восприимчивость ФМ АМ обсуждается в разд. 3. Антиферромагнитная система (АФМ АМ) исследуется в разд. 4. Магнитострикция в разд. 5 выражается через амплитуды ξ_j состояний B^+ , HC-Fe и др. Две ветви ферромагнетизма ФМ АМ рассчитываются в разд. 6. Магнитосопротивление ФМ АМ выражается через ферромагнитный «дефект массы зонного электрона» в разд. 7. Более реальная АФМ АМ система рассчитывается в разд. 8 на примере $\text{Fe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{B}$. Метамагнитный переход (ММ) в ней при критической температуре $T_{\text{ММ}}(\xi_j)$ или в магнитном поле $B_{\text{ММ}}(T, \xi)$ исследуется в разд. 9. Соответствующее этому переходу гигантское магнитосопротивление (ГМС) вычисляется в разд. 10. Оно связывается с «дефектом массы» $\Delta m^*(B, \xi)$. Наведение ферромагнитной анизотропии (ФМА) рассчитывается в модели локальных деформаций u_{ij} в разд. 11. Модель зонного экранирования ковалентных связей дана в разд. 12, обсуждение и выводы — в разд. 13.

2. ФЕРРОМАГНЕТИЗМ АМ. РОЛЬ ЛОКАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ

Разложение спиновых и орбитальных факторов МЭОС в ряды по спинам S_r и s_r , а также орбитальным моментам L_r выделяет спиновый и спин-орбитальный гамильтонианы. Вводя спиновый момент σ_r примесного иона (В,...), имеем обменный гамильтониан, (пока бинарный по спинам):

$$H^{ex} = -\sum_{rR} A_{ij} \mathbf{S}_{jr} \mathbf{S}_{jR} \xi_j^2 - \sum_{ijrR} \xi_i \xi_j A_{ij} \mathbf{S}_{ir} \mathbf{S}_{jR}, \quad i, j = 3, 1, +. \quad (2.1)$$

Далее символ σ_r может использоваться для зонных электронов. Здесь обменные параметры A_{ij} являются функционалами ФХС через МЭОС:

$$A_{jj} = \Gamma^{jj} (r - R) \{d_r^j \bar{d}_R^j\}, \quad A_{31} = \Gamma^{31} z_{31} \{d_r^3 \bar{d}_0^1 \bar{d}_0^1 \bar{d}_R^1\}, \quad A_{1+} = \Gamma^{1+} \{d_r^1 \bar{P}_R\}, \quad (2.2)$$

здесь z_{13} — число ближайших соседей ионов ВС–НС. Аналогично получаются интегралы (косвенного) обмена с электронами проводимости (зонными).

Выводы спин-орбитальных гамильтонианов требуют дополнительных пояснений, особенно для Fe-ионов, как ВС, так и НС, см. [8, 9]. Приведём только результат для неоднородной связи типа НС–М:

$$H^{s-o} = -\sum \lambda_{1+} \xi_1 \xi_+ (\sigma_{s_r}) (\mathbf{L} \mathbf{L}_R), \quad v_{RL} (M) \equiv (1 + \mathbf{L} \mathbf{L}_R / 2) / 2, \quad (2.3)$$

причём, спин-орбитальный параметр λ_{1+} является функционалом МЭОС: d_r^1 и \bar{P}_R . Ниже учитываем тензорный характер связей, обусловленный нарушением локальной симметрии неоднородными деформациями u_{ij} .

Для расчёта как чётных, так и нечётных эффектов Акулова используем принцип Боголюбова нарушенной симметрии. В каждом кластере понижение интегральной сферической симметрии АМ до кубической приводит к соответствующей (локальной) ФМА. Дальнейшее понижение симметрии (аналогично ГПУ Со,...) наводит одноосную ФМА, увеличивая магнитную жёсткость [1,2].

Математический анализ явления [2] традиционно использует представление классического тензора деформаций \hat{u} (точнее, дисторсий $\hat{\epsilon}$).

Разложение ковалентных и других гамильтонианов в ряды по u_{ij} даёт:

$$\Gamma(\mathbf{r} - \mathbf{R}) = \Gamma(\mathbf{r}_0 - \mathbf{R}_0) + \Gamma'_\rho [(\partial r_i / \partial \rho_j) - (\partial R_i / \partial \rho_j)] + \dots, \quad (2.4)$$

где

$$\rho = r - R, \quad u_{ij}(r) = \partial r_i / \partial \rho_j, \quad \Gamma'_\rho = \partial \Gamma / \partial \rho. \quad (2.4')$$

Согласно (2.4), к обменным гамильтонианам добавляются «акуловские» члены:

$$\begin{aligned} \Delta H^{\text{cov}} = & \\ = - \sum W_{ij}^{tt} u_{ij} S_{tr}^i S_{tr}^j \xi_t^2 \sigma_i \sigma_j - \sum W_{ij}^{13} u_{ij} S_r^i S_R^j \xi_3 \xi_1 \sigma_i \sigma_j - \sum W^{b1} u_{ij} s_r^i \kappa_R^j \sigma_i \sigma_j, & (2.5) \\ t = 1, 3, & \end{aligned}$$

где через κ_R обозначен спин зонного (b) электрона.

В приближении средних спинов S (BC-Fe) и s_j (HC-Fe) подрешёток и двух подсистем АМФ спинов HC-Fe получаем термодинамический потенциал (ТДП) Φ в обменном приближении. Вводим спиновую часть энтропии [8, 9]:

$$\Delta S_e = -q_3 S^2 - q_1 \sum_j s_j^2, \quad j = 1, 2. \quad (2.6)$$

Суммарный ТДП в поле $B \rightarrow 0$ (при $s_{1,2} = \pm s$):

$$\begin{aligned} \Phi(S, s_j) = & \\ = (q_3 T - \xi_3^2 A_{33}) S^2 + q_1 T \sum_j s_j^2 + \xi_1^2 A_{11} s_1 s_2 - A_{31} S \sum_j s_j \xi_3 \xi_1 - B(S \xi_3 + \xi_1 \sum_j s_j). & (2.7) \end{aligned}$$

Варьируем ТДП (2.7). Полагая малыми $\xi_1^2 \sim 10^{-2}$ и $A_{11} \cong 0, 1 A_{33}$, опускаем соответствующие члены в уравнении для температуры Кюри T_c . (Аналогично можно рассмотреть АФМ-состояние АМ с более слабым $A_{33} \sim |A_{11}|$.)

Получаем для T_c выражение:

$$T_c \cong \{\xi_3^2 A_{33} + 2(A_{31}^2 \xi_1^2 / q_1 T_c)\} / q_3 < T_c (\alpha\text{-Fe}), \quad (2.8)$$

уменьшенное по сравнению с T_c для $\alpha\text{-Fe}$ ($\cong 10^3$ К), что связано с уменьшенной амплитудой $\xi_3^2 < 1$ и с уменьшением координационных чисел $z_{33} < 8$ на поверхности кластера. Поэтому имеем $T_c(\text{АМ}) \cong (0,5-0,7)T_c(\alpha\text{-Fe})$. Магнитная восприимчивость при $T > T_c$ и $B \rightarrow 0$:

$$\chi_p(T) \cong C_c / (T - T_c), \quad C_c \sim \xi_3^2. \quad (2.9)$$

Увеличение поля B разрушает АФМ-связь подрешёток HC-Fe. Их вклад добавляется к (2.9) в форме парамагнитного закона Кюри:

$$\Delta \chi_{p1} \cong C_p \xi_1^2 / T. \quad (2.10)$$

Немонотонность кривой намагниченности $M(T)$ при $T > T_c$ должна

наблюдаться на опыте.

3. МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ФМ АМ ПРИ $T < T_c, T_K$

Применение ФМ лент АМ требует изучения их магнитных свойств при $T \cong 300$ К при обычных $T_c, T_K \sim 10^3$ К. Малым полям $B \rightarrow 0$ соответствуют процессы намагничивания за счёт смещения (условно говоря) 180° и 90° доменных стенок [4]. Переход к более высоким полям $B \cong B_A$ (поля ФМА кубического α -Fe) $\sim 10^2$ – 10^3 Гс должен приводить к вращениям векторов M_K кластера K_j . Этот процесс описываем, вводя для кластера K_j константу K_1 его ФМА, намагниченность M , а также полярные углы векторов M (θ), B ($\theta = 0$) и осей ФМА (θ_0). Суммарный ТДП [2]:

$$\Phi = -BM \cos \theta - K_1[\cos^4(\theta - \theta_0) + \sin^4(\theta - \theta_0)], B = B_z, \quad (3.1)$$

варьируем по θ .

При $B > B_A$ получаем для $\theta \ll 1$:

$$\theta \sim (K_1 / BM) \sin 4\theta_0, \text{ для } 0 < \theta_0 < \pi / 4. \quad (3.2)$$

Магнитный момент кластера K_j в поле $B = B_z$ после усреднения, согласно (3.2):

$$M_j^z = M \cos \theta \cong M[1 - [K / (BM)]^2 / 8] \quad (3.3)$$

ведёт себя обычным образом для процесса приближения к магнитному насыщению ФМ-поликристалла с заданной K_1 для кубической ФМА. Магнитная восприимчивость:

$$\chi_{MA} = (K_1 M)^2 / 4B^3 \quad (3.4)$$

качественно согласуется с данными [10], см. рис. 1.

В больших полях $B \sim A_{31}/M$ заметный вклад в $\chi(B)$ должно давать намагничивание системы НС-Fe-ионов. Для «средних» полей возможно заметить константную часть:

$$\Delta\chi(B) \sim (A_{31} / M)\xi_1^2(T), \quad (3.5)$$

существенно зависящую от T при $T \rightarrow T_K$, практически исчезающую выше температуры кристаллизации T_K .

При $B < B_A < 2K_1/M$ основную роль играет наведённая ФМА (K_u). Её ТДП:

$$\Phi_u = -K_u \cos^2 \varphi, \quad \theta_0 - \theta = \varphi, \quad \varphi \cong B \sin \theta_0 / (2K_u + B \cos \theta_0). \quad (3.6)$$

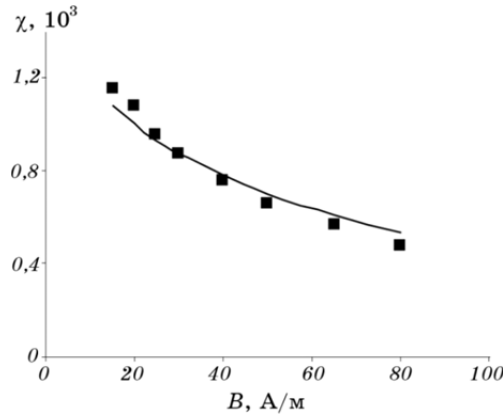


Рис. 1. Рассчитанная магнитная восприимчивость ФМ АМ χ (сплошная кривая) как функция магнитного поля B ; экспериментальные точки [10].

Намагниченность усредняется по θ_0 :

$$M = M_z = \overline{M \cos \theta_0} + B \langle \sin \theta_0 / (2K_u + B \cos \theta_0) \rangle. \quad (3.7)$$

Восприимчивость тогда:

$$\chi = [\chi_0 / (1 + B / \bar{B}_u)] - \chi_1 B / (1 + pB / B_u)^2, \quad B_u = \langle 2K_u / M \rangle, \quad (3.8)$$

и согласуется с данными [10] при «средних» полях B ; см. рис. 1.

4. АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЕ (АФМ) ХАРАКТЕРИСТИКИ АМ СПЛАВОВ Fe

Роль АФМ-подсистемы НС-Fe может усиливаться добавлением АФМ связанных ионов типа Cr или Mn. В таких АМ основное состояние может быть АФМ и при наличии ФМ кластеров (типа α -Fe и др.).

По-прежнему рассматриваем Fe- B_x ($x \geq 0,1$). Каждый кластер K_j представляем ФМ упорядоченной системой спинов S_r (BC-Fe-ионов). (Поскольку разбавление АМ чаще добавляет НС ионы типа Cr, Ni, Cu [3–6, 10] со спинами $s_r = 1/2$, продолжаем и для АФМ системы использовать кластерную модель [8].) Вводим для НС-спинов две подрешетки ($s_{jr}, j = 1, 2$). Из ковалентных связей BC- и НС-ионов получаем спиновый гамильтониан:

$$H = -\sum A_{ij} S_{ir} S_{jR} - Bg\mu_B \sum S_{jr}, (S_i = S, s_j), \Delta S^e = -(q_3 S^2 + q_1 \sum_j s_j^2), \quad (4.1)$$

где обменные параметры A_{ij} выражаются через ковалентные связи Γ_{ij} и корреляторы МЭОС с учётом ФХС. Вводя амплитуды волновых

функций ξ_j для ВС и НС состояний Fe-ионов (под концентрацией ξ_1^2 ниже понимаем всю совокупность спинов (НС) $s = 1/2$), переходим к ТДП:

$$\Phi = -A_{33}\xi_3^2 S^2 + A_{11}\xi_1^2 - A_{31}\xi_1\xi_3 \sum_j |Ss_j| + T(q_3 S^2 + q_1 \sum_j s_j^2) - B \sum_j \xi_j^2 S_j \quad (4.2)$$

для малых $B \rightarrow 0$. Полагаем, что средний спин $S = S_T$ кластера (при температуре T) ориентирован параллельно спином s_j ближайшей j -подрешётки. Таким образом, система спинов S кластеров также предполагается разбитой на две подрешётки. Обмен между подрешётками считаем АФМ ($A_{11} > 0$).

Варьируем ТДП (4.2) по средним спином S и s ионов (ВС и НС). Обычным образом [9] получаем уравнение для критической температуры спинового разупорядочения:

$$\Delta = q_3 q_1 T^2 + (q_3 A_{11} - q_1 A_{33}) T - A_{33} A_{11} (\xi_3 \xi_1)^2 - (\xi_3 \xi_1 A_{31})^2 \equiv \quad (4.3)$$

$$\equiv q_3 q_1 [T^2 - T_c (T + T_N)].$$

Здесь в приближении малого $A_{31}^2 \ll A_{33}$, A_{11} можно ввести характерные температуры:

$$T_c = (A_{33}\xi_3^2 / q_3) + (A_{31}\xi_1\xi_3)^2 / (q_1 A_{33}\xi_3^2 + q_3 A_{11}\xi_1^2) \quad (\text{Кюри}) \quad (4.4)$$

и

$$T_N = (A_{11}\xi_1^2 / q_1) - (A_{31}\xi_1\xi_3)^2 / (q_1 A_{33}\xi_3^2 + q_3 A_{11}\xi_1^2) \quad (\text{Нееля}) \quad (4.5)$$

Магнитная восприимчивость:

$$\chi = R(T) / (T + T_N)(T - T_c) \quad \text{при } T > T_c, \quad R(T) = a(\xi_j)T + b(\xi_j). \quad (4.6)$$

Функции a и b являются комбинациями обменных параметров A_{ij} :

$$a = (q_1 \xi_3^2 + q_3 \xi_1^2) / q_1 q_3, \quad b = (\xi_3^2 A_{11} + 2\xi_1 \xi_3 A_{13} - q_3 \xi_1^2 A_{33}) / q_1 q_3. \quad (4.7)$$

Функция $\chi(T)$ существенно нелинейна.

Сильная зависимость $\chi(T)$ при $T < T_c$ связана с явлением метамагнетизма [1, 2]. В критических полях $B > B_{\text{ММ}}$ разрушается АФМ-порядок подрешёток. Поскольку АФМ-обмен A_{11} вводится для НС подрешёток, а в полевой член ТДП (т.е. намагниченность M) основной вклад дают кластеры K_j , явление метамагнетизма АМ отличается от такового для редкоземельных металлов и других кристаллических АФМ-материалов.

Для перехода от АФМ-порядка (здесь двух подрешёток антипараллельных спинов) к ФМ почти насыщенной намагниченности

$M_s \cong M_0 = Ng\mu_B S$ поле $B \geq B_{\text{MM}}$ должно преодолеть межподрешёточный обмен A_{11} . Поскольку этот обмен определяется малым спином s и малой амплитудой ξ_1 , а энергия магнитного поля зависит от числа $N \sim \xi_3^2$ спинов S , получаем поле B_{MM} в виде:

$$B_{\text{MM}} \cong \xi_1^2 N A_{11}(T) s^2 / M_0, \quad A(T) \sim \Gamma_{11}(T) \sim \langle D_0^1 \bar{D}_0^1 \rangle. \quad (4.8)$$

При $NA_{11} \sim 10^8$ эрг/см³, $(\xi_1 s)^2 \sim 10^{-2}$, $M_0 \sim 10^3$ Гс/см³ получаем оценку $B_{\text{MM}} \sim 10^3$ Э.

Из-за быстрого падения $\xi_1^2(T)$ при $T \rightarrow T_K$, а также функционального уменьшения $\Gamma_{11}(T)$ как магнонами, так и ФХС, метамагнитное поле B_{MM} может оказаться достаточно малым при $T \rightarrow 300$ К. Этот фактор способствует росту магнитосопротивления в окрестности $B \rightarrow B_{\text{MM}}$ согласно механизму «ФМ-дефекта эффективной массы» зонных электронов [8, 9].

Использование метамагнитного эффекта может найти новые применения для АМ.

5. МАГНИТОСТРИКЦИЯ

Ленты ФМ АМ при их использовании испытывают механические нагрузки, сильно (иногда кардинально [10]) меняющие их магнитные характеристики. Эффекты механострикции и магнитострикции требуют детального рассмотрения. Предлагаемая кластерная модель АМ позволяет связать структурные и магнитные параметры с изменениями расстояний между ионами (деформациями u_{ij} решётки АМ). Исходим из представлений (2.1)–(2.4).

В начальном состоянии намагниченности $\mathbf{M} \parallel 0z$ вдоль оси $0z$ ленты АМ её исходная деформация u_{zz} . Полагаем, что деформации внутри кластеров K_j малы. Прилагаем поперечное поле $\mathbf{V} \perp 0z$ (т.е. V_x) и упругую реакцию на него ленты связываем с деформациями полостей u_{ij} , т.е. расстояний (НС-Fe)– V^+ . Реакцию спиновой подсистемы отражает гамильтониан:

$$H^{\text{cov}} = -\sum (\Gamma^{31p} D_r^3 \bar{D}_R^1 \bar{P}_g \bar{P}_f + \text{H.c.}), \quad \rho_j = R - r_j, \quad (r, g, f) \in r_j. \quad (5.1)$$

Параметр связи $\Gamma^{31p}(\rho_j)$ как функционал u_{ij} (a_j — условный параметр решётки) разлагаем в ряды:

$$\Gamma^{31p} = \Gamma^{31p}(\rho_{j0}) + (\partial \Gamma^{31p} / \partial \rho_j) \Delta \rho_j, \quad u_{ij} a_i = \Delta \rho_j, \quad (5.2)$$

приводящие к магнитоупругому ТДП.

Для этого разлагаем спиновый фактор МЭОС в ряды по s_R или S_r :

$$c_{rS} \cong (1 + \sigma_i S_r^i / 2 + \dots) / \sqrt{2}. \quad (5.3)$$

Варьирование суммарного гамильтониана по s_r^i и выражение деформационной части энергии ковалентной (косвенной) связи ВС–НС–В⁺:

$$\xi_1 \xi_+^2 \sum \alpha_{S_s} [(\partial \Gamma^{31p} / \partial \rho_{1i}) u_{ij} a_{ij}^{(1)} + (\partial \Gamma^{31p} / \partial \rho_{3i}) u_{ij} a_i^{(3)}] K_0^{31p} = \widehat{\Lambda}^{31} u_{ij} \quad (5.4)$$

позволяют выразить параметры магнитоупругой связи $\widehat{\Lambda}^{ij}$ (далее Λ_{ij}) через ковалентные параметры $\widehat{\Gamma}$. Кроме условных параметров решётки a сюда входят комбинации α_{S_s} параметров разложения (5.3) и корреляторы МЭОС:

$$K_0^{31p} = \langle D_0^3 \bar{D}_0^1 \bar{P}_0 \bar{P}_0 \rangle \quad (5.5)$$

в нулевом приближении по ФХС. Получаем:

$$\Delta H^{\text{cov}} = - \sum \Lambda_{ij}^{31} ([\rho_f]) S_r^i S_R^j \sigma_i \sigma_j u_{ij}, \quad \langle \widehat{\Lambda}_{ij}^{31} \rangle = \Lambda_{ij}(\mathbf{0}). \quad (5.6)$$

Для перехода к константам магнитострикции вводим вектор намагниченности:

$$M_j = g \mu_B N \xi_3^2 \langle S_r^j \rangle, \quad \theta_j = M_j / M, \quad N \xi_3^2 = N_K, \quad (5.7)$$

где N_K — число ВС-ионов в кластерах K_j . После усреднения (5.7) записываем магнитоупругий гамильтониан в стандартной форме [1]:

$$H_{M-S} = -\Lambda_{ij} \theta_i \theta_j u_{ij}, \quad (i, j) = (x, y, z). \quad (5.8)$$

Константы магнитострикции $\Lambda_{ij}(T)$ сильно зависят от T через амплитуды ξ_j НС и В⁺ ионов:

$$\Lambda_{ij}(T) = \Lambda_{ij}(\mathbf{0}) \xi_1(T) \xi_+^2(T), \quad \xi_+ \rightarrow 1. \quad (5.9)$$

На функции $\xi_j(T)$ накладывается функциональная зависимость $\Lambda_{ij}(\mathbf{0})$ от спектров магнонов, согласно [2]. Отсюда методами [2] получаем дефекты упругих модулей $C_{ij}(T)$ после рассмотрения наведённой магнитной анизотропии (ФМА); см. ниже.

6. ФЕРРОМАГНОНЫ АМ

Обычные магнитные возбуждения (магноны) АМ ферромагнетика получаем из k -представления спинового гамильтониана:

$$H = H^{\text{ex}} + H^{\text{MA}} - \mathbf{BM} \quad \text{при} \quad \mathbf{M} = g \mu_B \sum_r (\xi_3^2 \mathbf{S}_r + \xi_1^2 \mathbf{s}_r), \quad (6.1)$$

где гамильтониан для ФМА носит сложный характер $H^{\text{MA}}(\xi_j)$ и будет

рассмотрен ниже. Поэтому здесь он опускается для больших частот E_k магнонов. Обменный гамильтониан [2] при $\xi_3 \cong 1$:

$$H^{ex}/N = -A_{33}(0)\mathbf{S}_0\mathbf{S}_0 - \sum_k A_{33}(k)\mathbf{S}_k\mathbf{S}_{-k} - A_{31}(0)\mathbf{S}_0\mathbf{s}_0\xi_1 - \sum_{kq} A_{31}(k,q)\mathbf{S}_k\mathbf{s}_q(\delta_{kq} + Z_{k-q}). \quad (6.2)$$

Интеграл неортогональности Z_{k-q} определён [8].

Для расчёта спектров вводим спиновые функции Грина [2, 9]:

$$G_k^S = \langle\langle S_k^+ | S_k^- \rangle\rangle, G_{0,q}^s = \langle\langle s_{0,q}^+ | S_k^- \rangle\rangle, G_0^S = \langle\langle S_0^+ | S_0^- \rangle\rangle. \quad (6.3)$$

Уравнения движения для (6.3) при отсутствии пространственной симметрии (т.е. сохранения импульса \mathbf{k}) имеют сложный вид при $\langle S_r^z \rangle = S_T$ и $\langle s_r^z \rangle = s_T$:

$$(E - A_k^{33})G_k^S - \xi_1 A_{31}(k)S_T Z_k G_0^s + A_{31}(0)s_T \xi_1 G_k^S - \sum_q \xi_1 A_{31}(k,q)Z_{r-q} G_q^s = 2S_T / N, \quad (6.4)$$

$$(E - A_{31}(0)S_T / \xi_1)G_0^s - A_{31}(k)(s_T / \xi_1)Z_k^* G_k^S - \sum_q A_{31}(k,q)(Z_{k-q} / \xi_1) \langle\langle S_k^z s_q^+ | S_k^- \rangle\rangle = 0 \quad (6.4')$$

Из уравнения (6.4') получаем:

$$G_0^s \cong (E - A_{31}(0)S_T / \xi_1)^{-1} \{A_{31}(k)s_T Z_k G_k^S / \xi_1 - \dots\}, E_0^s = A_{31}(0)S_T / \xi_1, \quad (6.5)$$

т.е. оптическую ветвь магнонов двухспиновой системы.

Решение (6.5), перенормируя правую часть уравнения (6.4), отражает влияние НС-подсистемы спинов \mathbf{s}_r на средний спин S_T кластеров K_j . При малом $B \rightarrow 0$ неупорядоченность НС-подсистемы ($s_T \cong 0$) даёт стандартный квадратичный спектр поперечных ферромагнонов:

$$E_k^\perp = A_k^{33} - \{A_{31}^2(0) - A_{31}^2(k)\}s_T / A_{31}(0) - \dots, A_k^{33} \cong A_{33}k^2, \quad (6.6)$$

перенормировка которого взаимодействием с НС существенна при упорядочении последних ($s_T \neq 0$).

Более детальный расчёт требует учёта функций Грина высших порядков.

7. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ФМ АМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ B

Полагаем, что локальное упорядочение материала кластеров K_j даёт

сравнительно небольшой вклад в суммарное электросопротивление (ЭС) ленты АМ. Большой вклад в ЭС дает рассеяние токовых (зонных) электронов на НС и B^+ ионах. Пренебрегая для начала ролью спинов B^+ -ионов, полагаем основную часть магнитосопротивления ФМ АМ лент связанной с рассеянием на спинах s_r (НС-ионов).

Разложение спиновых факторов $c_{r\sigma}$ в ряды по s_r и удерживание только линейных по s_r членов добавляет в ковалентный гамильтониан:

$$\Delta H^{\text{cov}} = -\xi_1 \sum_{k,q} \gamma d_q^1 f_{k\sigma} [\sigma s_r] Z_{k-q} + \text{H.c.}, \quad q \in 0. \quad (7.1)$$

Интеграл неортогональности Z_{k-q} особенно важен для учёта членов $q = 0$ (7.1).

Спиновая часть гамильтониана рассеяния носителей тока (7.1) содержит два члена в сумме (7.1) в поле $B = B_z$:

$$\widehat{F}_0 = d_0^1 f_k s_T Z_k \text{ и } F_q = d_0^1 f_k s_q Z_{k-q}, \quad s_T = \langle s_r^z \rangle. \quad (7.2)$$

Член F_0 появляется в поле магнитного насыщения $\sim 10^2 - 10^3$ Гс.

Рассмотрим «дефект эффективной массы» зонного электрона и его роль в магнитосопротивлении [9] АМ-ленты при изменении B .

Вводим функции Грина:

$$G_k^f = \langle \langle f_k | f_k^+ \rangle \rangle, \quad G_{0,q}^1 = \langle \langle \bar{d}_0^1 [s_T, s_q^z] | f_k^+ \rangle \rangle. \quad (7.3)$$

Уравнения движения:

$$(E - \tilde{\epsilon}_k) G_k^f - \xi_1 \sum_q \gamma Z_{k-q}^* G_q^1 (1 + \delta_{q0} s_T) \cong 0, \quad (7.4)$$

$$(E - \Gamma_q^{11}) G_q^1 - \delta_{kq} Z_k s_T G_k^f \gamma^* / \xi_1 + \dots = 0. \quad (7.5)$$

Решение (7.5) для $B \rightarrow 0$ дает $G_0^1 \cong 0$, т.е. отсутствие возмущения зонного спектра рассеянием данного типа.

При $B \geq B_s$ намагничивание спинов НС-ионов дает $s_T > 0$. Учёт (7.5) перенормирует зонный спектр и приводит к «дефекту эффективной массы» аналогично [9]. Решение (7.5) теперь:

$$G_0^s = \delta_{kq} Z_k s_T G_k^f, \quad |Z_k|^2 = \xi_1^2. \quad (7.6)$$

Подставляем (7.6) в (7.4), находим G_k^f и перенормировку зонного спектра:

$$\Delta \tilde{\epsilon}_k = \xi_1^2 |\gamma(k)|^2 s_T^2(B) / \Gamma_0^{11}, \quad |\gamma(k)|^2 \cong |\gamma(0)|^2 + |\gamma'_k|^2 k^2. \quad (7.7)$$

В приближении (параболическом) эффективной массы m^* :

$$\tilde{\varepsilon}_k \equiv (k^2 / 2m^*) - \varepsilon_F(s_T), \quad \varepsilon_F = \varepsilon_F^0 - \xi_1^2 |\gamma(0)|^2 s_T^2(B) / \Gamma_0^{11}. \quad (7.8)$$

«Дефект эффективной массы» зонных электронов ФМ АМ согласно:

$$(m^*)^{-1} = (m_0^*)^{-1} + \xi_1^2(T) |\gamma'_k|^2 s_T^2(B) / \Gamma_0^{11} \quad (7.9)$$

зависит от B и T .

В приближении функции Друде для ЭС получаем зависимость (уменьшение) ЭС от растущего магнитного поля B :

$$\Delta R(T, B) / R(T, 0) = -(\Delta m^*)^{-1} m_0^* = -(|\gamma'_k|^2 m_0^* / \Gamma_0^{11}) \xi_1^2(T) s_T^2(B). \quad (7.10)$$

Величина (отрицательного) магнитосопротивления $\Delta R(T, B)$ зависит от B , в частности, через подсистемную магнитную восприимчивость спинов НС-ионов $\chi_{s1}(T)$. При малой (по сравнению с γ) величине НС–НС-обмена Γ_{11} эффект магнитосопротивления может быть не мал. Резкое уменьшение суммарной магнитной восприимчивости $\chi(B)$ при $B \rightarrow B_s$ приводит к максимуму:

$$\partial \Delta R(T, B) / \partial B, \quad T < T_k, \quad B < B_s. \quad (7.11)$$

Особенность (7.11) может оказаться достаточно интересной.

8. АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ (АФМ) АМОΡФНЫЙ МЕТАЛЛ (АМ) $\text{Fe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{B}_y$

Материалом для гигантского магнитосопротивления (ГСМ) может оказаться АМ плёнка (лента) в исходном АФМ-состоянии. Она может испытывать метамагнитный переход в ФМ-фазу как в магнитном поле $B = B_{\text{ММ}}$, так и при изменении температуры ($T \rightarrow T_{\text{ММ}}$). Для примера удобно рассматривать сплавы Fe с металлами типа Cr, Mn, ... В данном случае, кроме ВС-Fe-ионов (D_r^3), вводим ионы Cr ($n = 2$ ковалентных электронов, МЭОС V_R). Для иона B^+ оставляем символ МЭОС P_r . Вводим волновую функцию иона Cr:

$$\psi_R^+(\text{Cr}) = \xi_V V_R + \xi_0 V_R^0, \quad \xi_V = \xi, \quad V_R = \{V_{R\sigma} c_{R\sigma}\}, \quad c_{R\sigma}^2 = (1 + \sigma s_R) / 2. \quad (8.1)$$

Тогда Фурье-образы $V_{k\sigma}$ окажутся бозонами.

Расчёт обменных эффектов выполняем на основе гамильтониана:

$$\begin{aligned} H = & \\ = & - \sum_{r,R} \Gamma_{33} D_r \bar{D}_R - \sum_{r,R} \Gamma_{VV} V_r \bar{V}_R - \sum_{rRt} (\Gamma_{V3} D_r \bar{V}_R \bar{P}_t + \text{H.c.}) - \mathbf{B} \cdot \sum_{jr} (N_j \mathbf{S}_{jr} + x \mathbf{s}_{jr}). \end{aligned} \quad (8.2)$$

Ниже предполагаем при расчёте $\xi_0 \rightarrow 0$ и $x \xi^2 \rightarrow x$. В полевой член

сразу введено различие АФМ подрешёток спинов Cr (1 и 2). Полагаем также, что кластеры K_j ионов ВС-Fe разбиваются на две системы частиц (N_1 и N_2), связанных со спинами разных подрешёток Cr. При $B = 0$

$$N_j(0) = 1/2, \quad N_j(B, s_j) \rightarrow \delta_{j1} \text{ при } B \rightarrow B_{\text{MM}} > 0. \quad (8.3)$$

Переходим от (8.1) к ТДП $\Phi(N_j, s_j)$ при данной температуре $T < T_{\text{MM}}$.

Предполагаем, что при нагревании ионы Cr диффундируют, в процессе чего получают возможность «прилипнуть» к кластеру K_j . Этот процесс описываем зависимостью от T ближайших Cr–Cr-соседей в полостях:

$$z_h \cong z_0(1 - x^b), \quad z_0 \cong 3, \quad b = 1 - \tau, \quad T / T_{\text{MM}} = \tau, \quad z_K = z_0 x^b. \quad (8.4)$$

При $T \rightarrow T_{\text{MM}}$ кластер содержит сплав Fe–Cr, а в полостях АМ остаются только V^+ -ионы. Полученный (усреднённый из (8.2)) ТДП

$$\begin{aligned} \Phi = & -\sum_j A_{33}(N_j S_j)^2 - z_h^2 x^2 A_{VV} s_1 s_2 - z_K x A_{V3} \sum_j N_j S_j s_j + (Q/4)(s_1 s_2)^2 x^2 z_h^2 - \\ & - B \sum_j (N_j S_j + x s_j) \end{aligned} \quad (8.5)$$

варьируем по N_j и s_j при $S_j = S_T \cong S$, $s_2 = -s_1 = -s(T)$. Вблизи критических точек $T_N(\text{Cr})$ и $T_c(\text{Fe})$ (они определены ниже) добавляем энтропийный член [8, 9]:

$$\Phi^E = T(z_h q_V \sum_j s_j^2 + q_3 \sum_j N_j^2) / 2. \quad (8.6)$$

Варьирование в области промежуточных температур $T < T_N < T_c$ дает $T_N \cong z_h A_{VV} / q_V$.

Получаем здесь:

$$s^2(T) \cong (A_{VV} z_h - q_V T) / Q z_h, \quad N_1 \cong (B / q_3 T) + 1/2, \quad \chi_3 \sim 1/T, \quad (8.7)$$

т.е. парамагнитный (Ланжевена) вклад кластеров в магнитную восприимчивость (χ_3). Вклад АФМ-подсистемы согласно (8.7) имеет форму Кюри–Вейсса при $T > T_N$. Его легко получить, опуская член четвертого порядка в (8.5).

Обмен между кластерами приводит к $T_c(\text{Fe})$; ТДП этой подсистемы:

$$\Phi_K(\text{Fe}) = -A_{33} N_1 N_2 z_K^2 + (q_3 / 2) T \sum_j N_j^2 - B(N_1 - N_2). \quad (8.8)$$

ФМ-фазе отвечает $|N_2| \rightarrow N_1$, $z_K \rightarrow z_0$, откуда имеем при $T > T_c$:

$$N = B / (q_3 T - A_{33} z_K^2), \quad \chi(T > T_c) = C_K / (T - T_c), \quad (8.9)$$

причём как T_c , так и константа Кюри (C_K) определяются свойствами кластеров сплава Fe–Cr.

9. МЕТАМАГНИТНЫЙ ПЕРЕХОД ПРИ $T \rightarrow T_{MM}$ ИЛИ $B \rightarrow B_{MM}(T)$

Переход первого рода АФМ–ФМ (без учёта доменной структуры и гистерезиса [2, 11]) находим, сравнивая ТДП фаз ФМ (8.8) и АФМ (8.5):

$$\Phi_{AFM} = -A_{VV}^2 z_h^2 / 4Q, \quad z_h^2 = z_0^2 (1 - x^b)^2, \quad (9.1)$$

или

$$T_{MM} / T_0 = 1 - \ln[1 + 4Q\bar{A}_{33} / A_{VV}^2] / |\ln x|, \quad T_0 = T_{MM}(0). \quad (9.2)$$

Обменный параметр \bar{A}_{33} перенормируется функцией $S_T(x)$ для среднего спина кластера. Величина T_{MM} явно зависит от концентрации примеси x .

Аналогично находим поле метаманнитного перехода $B_{MM}(T)$, сравнивая ТДП фаз (8.8) и (9.1):

$$B_{MM} / z_0^2 = (A_{VV}^2 / 4Q)(1 - x^{1-\tau})^2 - \bar{A}_{33}(N)x^{2(1-\tau)}, \quad x^{1-\tau} \cong 1 - \tau, \quad (9.3)$$

согласно (8.4). Здесь приведено разложение $b(T)$ при $\tau \rightarrow 1$. Вблизи критической температуры метаманнитного перехода (9.2), тогда имеем:

$$B_{MM}(T) \cong B_{MM}(0)(1 - q_M \tau), \quad B_{MM}(0) = A_{VV}^2 / 4Q, \quad q_M = 4\bar{A}_{33}Q / A_{VV}^2. \quad (9.4)$$

При $T_{MM} \sim 3 \cdot 10^2$ К получаем оценку $B_{MM}(0) \sim 1-10$ Тл, но $B_{MM} \rightarrow 0$ при $T \rightarrow T_0$, или $\tau \rightarrow 1$.

10. ГИГАНТСКОЕ МАГНИТОПРОТИВЛЕНИЕ АФМ АМ ВБЛИЗИ МЕТАМАГНИТНОЙ ТОЧКИ

Электромагнитные свойства лент и плёнок АМ-сплавов с исходной АФМ-фазой представляют широкий интерес. ФМ-дефект массы зонных электронов и связанное с ним гигантское магнитосопротивление (ГСМ) [9] должны отражаться на самых разных свойствах. Здесь мы остановимся на ГСМ. Учитываем интегралы неортогональности Z_{k-q} [8].

Используем зонно-ковалентный гамильтониан:

$$H = \sum_{jk} \tilde{\varepsilon}_{jk} f_{jk}^+ f_{jk} - \sum_{kqj} (\tilde{\gamma} V_{jk} f_{jq} Z_{k-q} + \text{H.c.}), j = 1, 2. \quad (10.1)$$

Из второго члена выделяем рассеяние зонных электронов на спинах $\mathbf{s}_{j\mu}$:

$$H[\mathbf{s}_k] = - \sum_{jkq} [(\tilde{\gamma}_j V_0) s_{jq}^i \sigma^i f_{jk} Z_{k-q} + \text{H.c.}], i = x, y, z, q \in 0, \quad (10.2)$$

учитываем бинарный АФМ-спиновый гамильтониан:

$$H^{\text{ex}} = - \sum A_{VV}(k, q) \mathbf{s}_{1k} \mathbf{s}_{2q} Z_{k-q}, (k, q) \in 0. \quad (10.3)$$

Вводим функции Грина [8]:

$$G_{jk}^f = \langle\langle f_{jk} | f_{1k}^+ \rangle\rangle, G_{jq}^i = \langle\langle V_0 s_q^i \sigma^i | f_{k1}^+ \rangle\rangle \quad (10.4)$$

и систему уравнений:

$$\begin{pmatrix} (E - \tilde{\varepsilon}_{1k}) & 0 & \gamma_1 & 0 \\ 0 & (E - \tilde{\varepsilon}_{2k}) & 0 & \gamma_2 \\ \gamma_1^* s_1 & 0 & (E - A_{VV}(0) s_2) & (-A_{VV}(q) s_1) \\ 0 & \gamma_2^* s_2 & A_{VV}(q) s_2 & (E + A_{VV}(0) s_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{1k}^f \\ G_{2k}^f \\ G_{1q}^+ \\ G_{2q}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (10.5)$$

Детерминант Δ системы (10.5) описывает спектры антиферромагнетиков и зонный.

Для упрощения предполагаем $\tilde{\varepsilon}_{kj} \cong \tilde{\varepsilon}_k$, $A_{VV} \ll \varepsilon_F$.

$\Delta =$

$$= (E - \tilde{\varepsilon}_k) \{ (E - \tilde{\varepsilon}_k)(E^2 - E_k^2) - |\gamma_1|^2 [E + A_{VV}(0) s_1] s_1 - |\gamma_2|^2 [E - A_{VV}(0) s_2] s_2 \}. \quad (10.6)$$

Здесь обозначены энергии антиферромагнетиков E_k (рис. 2):

$$E_k^2 = A_{VV}^2(0) - A_{VV}^2(k), \tilde{\varepsilon}_k = \varepsilon_{k0} - \varepsilon_F, \varepsilon_{k0} \cong k^2 / 2m_0^*, \quad (10.7)$$

где «немагнитные» зонные энергии ε_{k0} и эффективные массы m_0^* . Перенормированный зонный спектр (с учётом (10.2)) получаем в пределе $E \sim \varepsilon_F \gg A_{VV}$, E_k в форме ($\gamma_1 \cong \gamma_2 = \gamma$):

$$\varepsilon_{k1} \cong \varepsilon_{k0} + (s_1 + s_2) |\gamma|^2 / \varepsilon_F, |\gamma|^2 \cong \gamma^2(0) + \gamma_k^2 k^2 / 2. \quad (10.8)$$

Перенормировка эффективной массы отсюда:

$$(m_1^*)^{-1} = (m_0^*)^{-1} + \Delta m^{-1}, \quad (10.9)$$

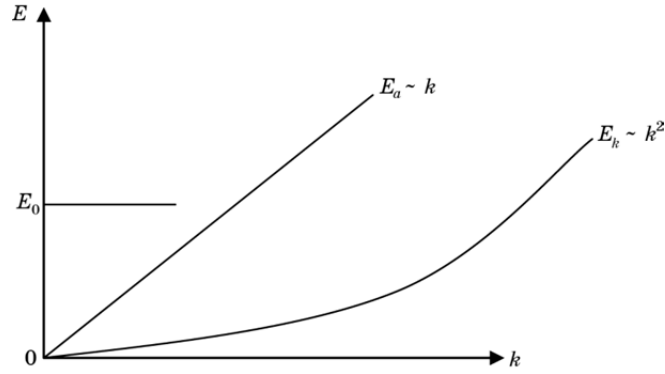


Рис. 2. Зависимость энергии ферро- (E_k) и антиферромагнетонов (E_a и E_0) от k .

где

$$-\frac{\langle \Delta m^{-1} \rangle}{(m_0^*)^{-1}} = -[(s_1(T, B) + s_2(T, B))(\gamma_k^2 / \varepsilon_F) m_0^*]. \quad (10.9')$$

Так как в АФМ фазе $s_2 = -s_1$, $\Delta m^{-1} = 0$.

После перехода $B > B_{\text{ММ}}$ $\Delta m^{-1} > 0$. Для ГМС имеем (рис. 3):

$$\Delta R(T, B) / R(T, 0) = -(\gamma^2 m_0^* / \varepsilon_F)[s_1(T, B) + s_2(T, B)]. \quad (10.10)$$

Величина ГМС соответствует (10.10) при $s_1 = s_2 \cong s \cong 1/2$.

11. НАВЕДЕНИЕ ФМА. ДЕФОРМАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ

При деформации u_{ij} наиболее чувствительны полости h и спин-орбитальные связи НС-Fe-V^+ . Гамильтониан ковалентного взаимодействия и хаббардовского отталкивания на узле V^+ :

$$\begin{aligned} H[\mathbf{L}_r] = \\ = \sum_r (U_p / 2) \mathbf{L}_r^2 - \xi_1 \sum \{(\lambda_p \delta_{ij} + \lambda'_p u_{ij}) s_r^i L_R^i + \text{H.c.}\} - \xi_1 \sum A_{31} \mathbf{S}_R \mathbf{s}_p, \end{aligned} \quad (11.1)$$

где спин-орбитальный параметр λ_p линейно связан с Γ_{p1} . Добавление механического ТДП (упругий модуль \hat{C}) приводит к магнитоупругой деформации при температуре отжига T_a :

$$u_{ij}(T_a) = \xi_1 C^{-1} \lambda'_p(T_a) \sum s_r^i L_R^j. \quad (11.2)$$

Варьирование (11.1) по s_r^i и L_R^j как при T_a , так и при температуре измерения T , приводит к выражению для ФМА.

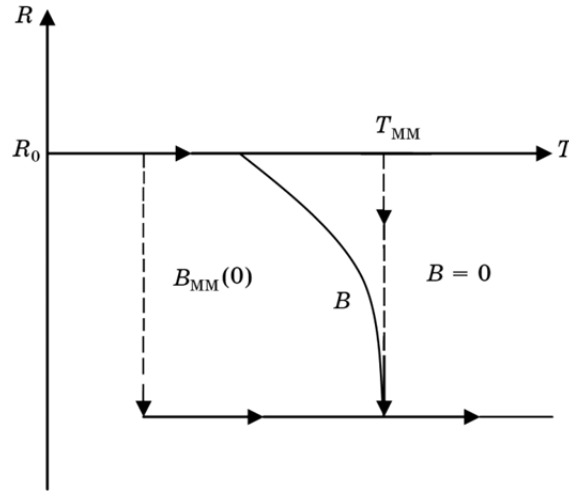


Рис. 3. ГМС для метамагнитного (ММ) перехода при $T = T_{\text{ММ}}$ ($B = 0$) и в поле $B(T)$.

Получаем цепочку решений. Орбитальный момент B^+ :

$$L_R^i = \sum_r \xi_1 \lambda_p s_r^i / U_p, \quad s_r = \sum_R A_{31} S_R / (A_{11} \xi_1) \quad (11.3)$$

выражается через спин НС-Fe. Подставляем (11.3) в (11.2) и получаем наведённую при T_a магнитоупругую деформацию:

$$u_{ij}(T_a) = \xi_1 C^{-1} \sum (\lambda'_p \lambda_p / U_p) (A_{31} / A_{11})^2 \langle S_r^i S_R^j \rangle = \Lambda_a \cos^2 \theta_a \delta_{iz} \delta_{jz}. \quad (11.4)$$

В поле $B = B_z$ имеем $S_T^z = S_T \cos \theta_a$.

Подставляем (11.4) в (11.1) и усредняем по ФХС и магнонам. Получаем для наведённой ФМА выражение в форме ТДП:

$$\Phi_{\text{ФМА}} = -K_u(T_a, T) \cos^2(\theta_a - \theta), \quad M_z = M \cos \theta. \quad (11.5)$$

Константа наведённой ФМА:

$$K_u \cong (\lambda'_p \lambda_p / U_p)^2 (A_{31} / A_{11})^4 \xi_1^2(T) S^2(T_a) S^2(T) \quad (11.6)$$

достаточно мала из-за малых дробных факторов. Эта ФМА легко разрушается нагреванием до $T \sim T_a$.

«Спонтанная» ФМА получается деформацией u_{ij}^C при получении ФМ АМ. Её константа аналогична (11.6), но с меньшими степенями дробей, т.е. $2 \rightarrow 1$, $4 \rightarrow 2$. Оценки K_u сильно зависят от концентрации НС ионов ξ_1^2 .

12. МОДЕЛЬ ЗОННОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ КОВАЛЕНТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Роль зонных электронов не ограничивается их прямым взаимодействием через перескоки $t(r-R)$ между узлами r и R . Их плотность n_e выражается через энергию Ферми ε_F . Здесь также учитывается экранирование ими ковалентных связей:

$$\Gamma(r) = \Gamma e^{-\kappa r} / r, \quad \Gamma(k) = \Gamma / (k^2 + \kappa^2). \quad (12.1)$$

Радиус экранирования $r_s \sim 1/\kappa$ найдём, вводя снова гамильтонианы:

$$H^{\text{cov-b}} = -\sum_{rR} \tilde{\Gamma}(r) D_R \bar{D}_{R+r} + \sum [\gamma(r-R) D_r f_R + \text{H.c.}], \quad \tilde{\Gamma}(r) \sim \Gamma / r. \quad (12.2)$$

Диагонализация (12.2) с добавлением зонной энергии перенормирует $\Gamma(k)$:

$$\Gamma(k) = \tilde{\Gamma}(k) - |\gamma(k)|^2 / |\tilde{\varepsilon}_k|, \quad \tilde{\Gamma}(k) \sim k^{-2} \sim \gamma(k), \quad |\tilde{\varepsilon}_k| \rightarrow \varepsilon_F \text{ при } k \ll 1. \quad (12.3)$$

Получаем:

$$\Gamma(k) = (\tilde{\Gamma} / k^2)(1 - F / \tilde{\Gamma} k^2) \cong \tilde{\Gamma} / (k^2 + \kappa^2), \quad \gamma^2 / \tilde{\Gamma} \varepsilon_F = \kappa^2. \quad (12.4)$$

Радиус экранирования ковалентной связи:

$$r_s \sim (\tilde{\Gamma} \varepsilon_F)^{1/2} / \gamma \quad (12.5)$$

растёт с ростом плотности зонных электронов $n_e \sim \varepsilon_F^{3/2}$ и энергии ковалентной связи $\tilde{\Gamma}$. Он уменьшается при увеличении ковалентно-зонной связи γ . Уменьшение зонной плотности n_e уменьшает r_s и ослабляет ковалентные связи. Это один из признаков перехода диэлектрик–металл. Возможно, это же способствует высокотемпературной сверхпроводимости.

13. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Большой экспериментальный материал на основе АМ-лент и плёнок потребовал всестороннего теоретического обсуждения. Новые интересные свойства, например, ФМ АМ-лент, часто объясняются с противоположных точек зрения (моделей). Нам представляется наиболее перспективной кластерная модель. Она позволяет детально учесть микроструктуру АМ. Приведём в её обоснование некоторые факты.

Модель [12] нанокластеров интерпретирует некоторые данные для Fe–В-лент. Магнитные кластеры выделяются при кристалли-

зации АМ лент Fe–Mn–Si–B [13]. Амorfизация поверхностного слоя металла имплантацией Ar⁺ (до 30 кэВ) создаёт кластеры (до 12 нм) [14]. Кристаллизация Zr–Ti–Cu–N проходит фазы кластеров-икосаэдров [15].

Эволюция кластерной структуры АМ Fe_{0,8}(B, P)_{0,2} наблюдается в [16]. Аналогично можно объяснить изменение проницаемости мягких АМ Fe₇₇Ni₁Si₉B₁₃ [10]. Отметим указания [17] на необходимость трансляционной неинвариантности в кластерных моделях (что здесь и делается). Икосаэдрические кластеры наблюдаются в [18]. Кластер адатомов Fe эволюционирует на поверхности Cu ($\cong 1$ нм) [19]. В кластерных АМ-плёнках CoPt и FePt [20] выделяются двойниковые наночастицы $\cong 2$ нм. Рост числа кластеров с ростом T отмечается [21] для модельного стекла. Термообработка [22] фанметала Fe₈₁(Si, Nb, Cu) при $M_s = 1,24$ Тл, $H_c \cong 1$ А/м, $\chi \cong 10^4$ наводит ФМА растяжением, причём из кластерного АМ выделяются нанокристаллы типа α -Fe порядка 10 нм.

Кластеры Co [23] $\cong 3$ нм в полиамиде имеют ФМА и температуру блокировки $T_b \cong 100$ К. Интересно влияние водяного пара (O и H) [24] на магнитные потери в Fe₈₁(B, Si, Co) для 50 Гц. При кристаллизации АМ-лент (Fe–Co)(Hf, B, Si) [25] выделяются наночастицы. Рост T_c [26] Fe–Ni–Si–B при нагревании от АМ ($T_c = 434$ К) до кристаллического состояния ($T_c = 496$ К) можно объяснить объединением кластеров в наблюдаемые наночастицы. Нелинейность $R(T)$ для ЭС в Fe₈₅(B, Ni, Co, Si) авторы объясняют в кластерной модели [27].

Из полученных результатов следуют выводы.

1. На ближний порядок АМ-решёток накладывается дальний ФМ-порядок. Это позволяет представить связанные прямым $3d$ – $3d$ -обменом кластеры размером $\cong 1$ нм из ВС-Fe-ионов для АМ типа Fe–B.
2. Волновые функции Fe-ионов слагаются из волновых функций ВС-состояний (МЭОС D_r^3 , спин $S = 3/2$, амплитуда ξ_3), НС-состояний (D_r^1 , $s = 1/2$, амплитуда ξ_1), а также зонных f_r -фермионов. Это допускает заполнение полостей h_{ij} между кластерами K_j ионами НС-Fe и B⁺. ФМ-обмен в K_j определяет ФМ-фазу АМ-лент Fe–B.
3. Антиферромагнитный (АФМ) обмен A_{11} между НС-ионами (Fe, Cr, ...) благоприятствует исходному АФМ-состоянию при $T_N \propto A_{11}\xi_1^2$.
4. Оно разрушается в поле $B > B_{MM}(x, \xi_1, T)$ в форме метамагнитного перехода.
5. Стабильность ФМ-фазы при $T < T_c(A_{33}, \xi_3)$ понижена уменьшением плотности $\propto \xi_3^2$ ВС-ионов. Статическая деформация u_{ij} лент ФМ АМ наводит ФМ-анизотропию (ФМА) с константой $K_u \propto u_{ij}$.
6. Рассчитанная магнитная восприимчивость кластеров $\chi(K_u, B)$ в средних полях $B < 2K_1/M$ интерпретирует падающую эксперимен-

тальную кривую.

7. Константы магнитострикции $\hat{\Lambda} \propto A_{31}(T)\xi_1(T)\xi_+(T)$ сильно зависят от температуры T из-за падения $\xi_j(T)$ с ростом T , а также обмена $A_{31}(T)$ из-за ФХС.

8. Спектр ферромагнетиков ФМ АМ-лент содержит стандартную ветвь $E_k = Dk^2$, чья обменная жёсткость перенормирована учётом A_{31} , и оптическую ветвь $E \cong A_{31}$. Спектр антиферромагнетиков АФМ АМ-лент сложнее, но также содержит ветвь, стандартную для АФМ-фазы (линейную $E \sim k$).

9. Магнитосопротивление ФМ АМ-фазы связываем с «ФМ-дефектом эффективной массы» $\Delta m^* \sim -\xi_1^2(T)s_T^2(B)$ зонных электронов. Он создаётся их рассеянием на спинах s_r полостей НС-ионов.

10. АФМ-состояние $\text{Fe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{V}_y$ стабилизируется Cr–Cr-обменом $A_{VV} < 0$ при $T < T_N \propto z_h A_{VV}$ при числе ближайших Cr–Cr-соседей $z_h(T)$.

11. Переход Cr из полостей h в кластеры K_j уменьшает z_h , что приводит к метамагнитному переходу первого рода при $T \rightarrow T_{cr} - 0$.

12. Наведение ФМА (K_u) связано со спин-орбитальной НС–В⁺-связью при термообработке в поле B .

13. Экранирование ковалентной связи $\Gamma(r)$ выражается через плотность n_e зонных электронов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Вонсовский, *Магнетизм* (Москва: Наука: 1971).
2. А. И. Мицек, В. Н. Пушкарь, *Реальные кристаллы с магнитным порядком* (Киев: Наукова думка: 1978).
3. Е. А. Дорофеева, А. Ф. Прокошин, *Физ. мет. металловед.*, **54**, № 3: 505 (1984).
4. Н. А. Скулкина, О. А. Иванов, Е. А. Степанов и др., *Физ. мет. металловед.*, **103**, № 2: 157 (2007).
5. Н. А. Скулкина, О. А. Иванов, *Физ. мет. металловед.*, **86**, № 2: 54 (1998).
6. А. И. Мицек, В. Н. Пушкарь, *Металлофиз. новейшие технол.*, **36**, № 1: 103 (2014).
7. Г. Н. Макаров, *Успехи физических наук*, **183**, № 7: 673 (2013).
8. А. И. Мицек, *Металлофиз. новейшие технол.*, **36**, № 11: 1473 (2014).
9. А. И. Мицек, *Успехи физики металлов*, **13**, № 4: 345 (2013).
10. Н. А. Скулкина, О. А. Иванов, *Физ. мет. металловед.*, **114**, № 5: 411 (2013).
11. А. И. Мицек, *Фазовые переходы в кристаллах с магнитной структурой* (Киев: Наукова думка: 1989).
12. В. С. Покатилов, Н. Б. Дьяконова, Е. Г. Дмитриева и др., *Наноматериалы и наноструктуры — XXI век*, **4**, № 1: 29 (2013).
13. А. В. Носенко, М. Г. Бабич, М. П. Семенько, О. И. Наконечна, Н. И. Захаренко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **32**, № 9: 1183 (2010).
14. В. А. Ивченко, *Наноматериалы и наноструктуры — XXI век*, **3**, № 3: 3 (2012).
15. О. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **106**, No. 21: 215505 (2011).
16. Г. Е. Абросимова, *Успехи физических наук*, **181**, № 12: 1265 (2011).

17. Э. З. Кучинский, Н. А. Некрасов, М. В. Садовский, *Успехи физических наук*, **182**, № 4: 345 (2012).
18. A. C. Y. Lin, M. J. Neish, and G. Stokol, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, No. 20: 205505 (2013).
19. M. Pivetta, G. E. Pacchioni, and U. Schlickham, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, No. 8: 86102: (2013).
20. F. Tournns and K. Sato, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, No. 5: 055501 (2013).
21. T. Speck, *Phys. Rev. Lett.*, **109**, No. 19: 195703 (2012).
22. Н. В. Ершов, В. А. Лукшина, В. Н. Федоров и др., *Физика твёрдого тела*, **55**, № 3: 460 (2013).
23. А. А. Харченко, М. Г. Лукашевич, В. И. Нуждин и др., *Физика твёрдого тела*, **55**, № 1: 75 (2013).
24. Н. А. Скулкина, О. А. Иванов, Е. А. Степанов и др., *Физ. мет. металловед.*, **114**, № 3: 241 (2013).
25. Н. В. Дмитриева, В. А. Лукшина, Е. П. Волкова и др., *Физ. мет. металловед.*, **114**, № 3: 144 (2013).
26. Б. А. Корниенков, М. А. Либман, Б. В. Молотиллов и др., *Физ. мет. металловед.*, **114**, № 3: 237 (2013).
27. М. И. Захаренко, Т. В. Калныш, М. П. Семенько, *Физ. мет. металловед.*, **113**, № 8: 804 (2012).

REFERENCES

1. S. V. Vonsovsky, *Magnetism* (Moscow: Nauka: 1971) (in Russian).
2. A. I. Mitsek and V. N. Pushkar, *Real'nye Kristally s Magnitnym Poryadkom* [Real Crystals with Magnetic Order] (Kiev: Naukova Dumka: 1978) (in Russian).
3. E. A. Dorofeeva and A. F. Prokoshin, *Fiz. Met. Metalloved.*, **54**, No. 3: 505 (1984) (in Russian).
4. N. A. Skulkina, O. A. Ivanov, E. A. Stepanov et al., *Fiz. Met. Metalloved.*, **103**, No. 2: 157 (2007) (in Russian).
5. N. A. Skulkina and O. A. Ivanov, *Fiz. Met. Metalloved.*, **86**, No. 2: 54 (1998) (in Russian).
6. O. I. Mitsek and V. M. Pushkar, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **36**, No. 1: 103 (2014) (in Russian).
7. G. N. Makarov, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **183**, No. 7: 673 (2013) (in Russian).
8. O. I. Mitsek, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **36**, No. 11: 1473 (2014) (in Russian).
9. O. I. Mitsek, *Uspehi Fiziki Metallov*, **13**, No. 4: 345 (2012) (in Russian).
10. N. A. Skulkina and O. A. Ivanov, *Fiz. Met. Metalloved.*, **114**, No. 5: 411 (2013) (in Russian).
11. A. I. Mitsek, *Fazovye Perekhody v Kristallakh s Magnitnoy Strukturoy* [Phase Transitions in Crystals with Magnetic Structure] (Kiev: Naukova Dumka: 1989) (in Russian).
12. V. S. Pokatilov, N. B. Dyakonova, E. G. Dmitrieva et al., *Nanomaterials and Nanostructures—XXI Century*, **4**, No. 1: 29 (2013) (in Russian).
13. A. V. Nosenko, M. G. Babich, M. P. Semen'ko, O. I. Nakonechna, and M. I. Zakharenko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **32**, No. 9: 1183 (2010) (in Russian).

- Russian).
14. V. A. Ivchenko, *Nanomaterials and Nanostructures—XXI Century*, **3**, No. 3: 3 (2012) (in Russian).
 15. O. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **106**, No. 21: 215505 (2011).
 16. G. E. Abrosimova, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **181**, No. 12: 1265 (2011) (in Russian).
 17. E. Z. Kuchinski, N. A. Nekrasov, and M. V. Sadovsky, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **182**, No. 4: 345 (2012) (in Russian).
 18. A. C. Y. Lin, M. J. Neish, and G. Stokol, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, No. 20: 205505 (2013).
 19. M. Pivetta, G. E. Pacchioni, and U. Schlickham, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, No. 8: 86102: (2013).
 20. F. Tournns and K. Sato, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, No. 5: 055501 (2013).
 21. T. Speck, *Phys. Rev. Lett.*, **109**, No. 19: 195703 (2012).
 22. N. V. Ershov, V. A. Lukshina, V. N. Fedorov et al., *Fizika Tverdogo Tela*, **55**, No. 3: 460 (2013) (in Russian).
 23. A. A. Kharchenko, M. G. Lukashevich, V. I. Nuzhdin et al., *Fizika Tverdogo Tela*, **55**, No. 1: 75 (2013) (in Russian).
 24. N. A. Skulkina, O. A. Ivanov, E. A. Stepanov et al., *Fiz. Met. Metalloved.*, **114**, No. 3: 241 (2013) (in Russian).
 25. N. V. Dmitrieva, V. A. Lukshina, E. P. Volkova et al., *Fiz. Met. Metalloved.*, **114**, No. 3: 144 (2013) (in Russian).
 26. B. A. Kornienkov, M. A. Libman, B. V. Molotilov et al., *Fiz. Met. Metalloved.*, **114**, No. 3: 237 (2013) (in Russian).
 27. M. I. Zakharenko, T. V. Kalnysh, and M. P. Semenko, *Fiz. Met. Metalloved.*, **113**, No. 8: 804 (2012) (in Russian).