

# Электросопротивление микронеоднородных сплавов $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$

© Н.И. Коуров, М.А. Коротин, Н.В. Волкова

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: kourov@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 15 мая 2001 г.)

В результате проведенных расчетов электронной зонной структуры ферромагнетика PdFe и антиферромагнетика PdMn делается заключение о том, что в тройной системе сплавов  $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$  особенности электросопротивления (отклонение от правила Нордгейма–Курнакова  $\rho_0(x) \sim x(1-x)$ , сопровождаемое необычно высоким для металлов максимумом остаточного сопротивления  $\rho_0^m \sim 220 \mu\Omega \cdot \text{см}$  при  $x_c \sim 0.8$ , и отрицательный температурный коэффициент сопротивления в интервале  $0.5 \leq x \leq 1$ ) обусловлены микронеоднородным (многофазным) состоянием сплавов и изменением параметров щели в их  $d$ -спектре из-за антиферромагнитного упорядочения фазы типа PdMn.

1. Экспериментально определенная в [1] концентрационная зависимость остаточного электросопротивления  $\rho_0(x)$  имеет в тройной системе сплавов  $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$  довольно необычный вид (рис. 1). Она не описывается законом Нордгейма–Курнакова, который обычно выполняется для квазибинарных твердых растворов [2]

$$\rho_0 \sim x(1-x). \quad (1)$$

Во-первых, максимум  $\rho_0(x)$  наблюдается при некоторой критической концентрации  $x_c \sim 0.8$ , не совпадающей с ее значением 0.5, которое следует из (1). В отличие от (1) зависимость  $\rho_0(x)$  для сплавов  $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$  имеет асимметричный вид. Во-вторых, вблизи  $x_c$  остаточное сопротивление возрастает до необычно высоких для металлических сплавов максимальных значений  $\rho_0^m \sim 220 \mu\Omega \cdot \text{см}$ . Согласно приближению слабого потенциального рассеяния, в котором получено выражение (1), этот рост должен составлять  $\sim 10 \mu\Omega \cdot \text{см}$ .

Поведение  $\rho_0(x)$ , наблюдаемое в тройных сплавах  $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$ , естественно связать с особенностями их структурного и магнитного состояний [3–5]. Однофазными, упорядоченными в структуру  $L1_0$ , эти сплавы можно считать только вблизи крайних составов. При  $x < x_1 \sim 0.2$  они являются ферромагнетиками с предельными значениями температуры Кюри  $T_{C1} = 730 \text{ К}$  для PdFe, а при  $x > x_2 \sim 0.8$  — антиферромагнетиками с  $T_N = 815 \text{ К}$  для PdMn. Сплавы промежуточной области концентраций  $0.2 < x < 0.8$  представляют собой в структурном и магнитном отношении микронеоднородную многофазную среду. Здесь одновременно присутствуют две фазы (типа PdMn и типа PdFe) в виде продолговатых областей (пластин) с характерными размерами 1–100  $\mu\text{м}$  и более. При  $T < 1000 \text{ К}$  обе эти фазы имеют структуру  $L1_0$  с разными, но слабо зависящими от концентрации значениями параметров решетки и степенями тетрагональности. Магнитные моменты в фазе типа PdFe упорядочены ферромагнитно ( $F_1$ ) [3–6], а в фазе типа PdMn — антиферромагнитно (А) [7]. Кроме того, в сплавах промежуточной области концентраций скорее всего вдоль границ выделений основных  $F_1$ - и А-фаз возникает

дополнительная  $F_2$ -фаза, имеющая неколлинеарное упорядочение моментов. В таком многофазном состоянии для системы сплавов  $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$  действительно нет оснований ожидать выполнения правила Нордгейма–Курнакова (1).

2. Сравнение концентрационных зависимостей электросопротивления, измеренных при  $T = 4.2 \text{ К} \ll T_{C1}$ ,  $T_N$  и при  $T \sim 850 \text{ К} \geq T_{C1}$ , показывает, что поведение  $\rho_0(x)$  в тройной системе  $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$  связано прежде всего с особенностями магнитного состояния сплавов. Как видно из рис. 1, а, при  $T > T_{C1}$ ,  $T_N$  сопротивление с концентрацией изменяется слабо и в пределах погреш-

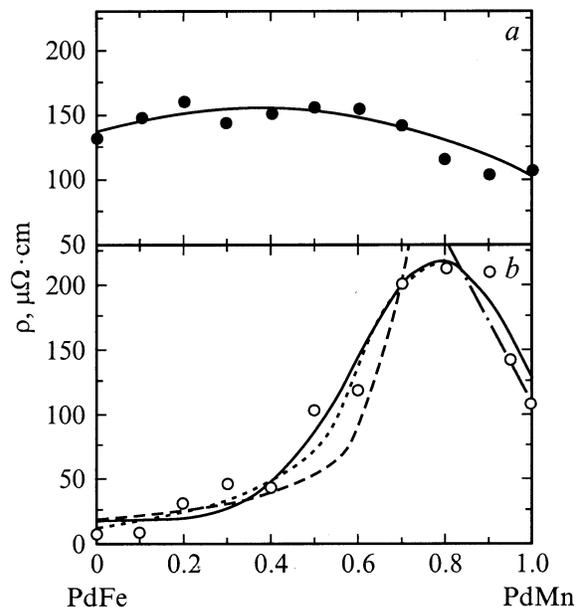


Рис. 1. Электросопротивление сплавов  $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$  при  $T = 850$  (а) и  $4.2 \text{ К}$  (б). Сплошная линия (а) показывает зависимость (2); б — результаты расчетов  $\rho_0(x)$ : согласно теории протекания по формуле (5) — штриховая линия, в модели эффективной среды по формуле (7) — сплошная линия, а также при  $x < x_c = 0.8$  по формуле (4) — пунктирная линия. Штрихпунктирная линия — зависимость  $\rho_0(x) \sim (1-x)$  при  $x > x_c$ .

ности измерений может быть описано выражением

$$\rho(x) = 138 - 34x + 130x(1 - x). \quad (2)$$

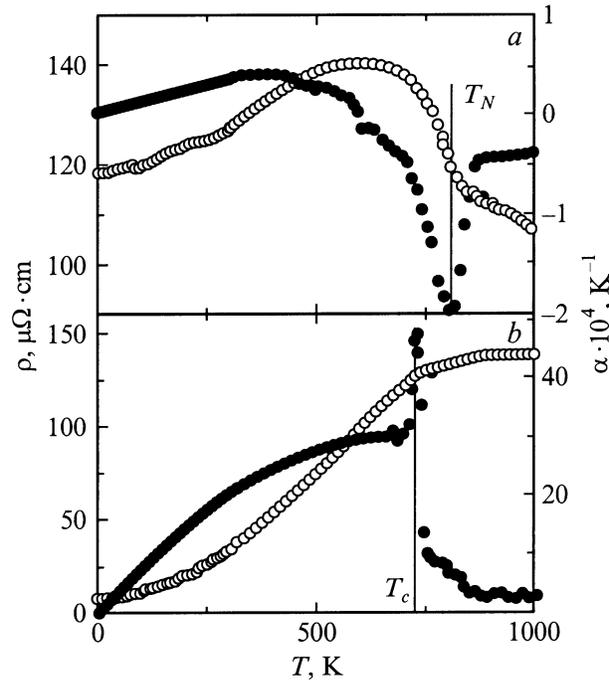
Это естественно, так как при  $T > T_{C1}, T_N, \Theta_D$  (где  $\Theta_D = 374\text{--}340\text{ К}$  — температура Дебая [5]) определяющими являются спин-разупорядоченная и фононная составляющие сопротивления, изменение которых с концентрацией можно грубо описать линейной функцией. Электронной составляющей можно пренебречь из-за ее сравнительной малости.

Очевидно, что наряду с этими вкладами при анализе зависимости  $\rho(x)$  сплавов  $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$  при любых температурах в (2) необходимо учитывать составляющую типа (1), связанную с рассеянием электронов проводимости на неоднородностях кулоновского потенциала. Эта составляющая сопротивления (без учета неоднородности потенциала, обусловленной обменным взаимодействием) должна оставаться постоянной при переходе из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние, так как кристаллическая структура всех образцов исследуемой системы при магнитном фазовом переходе не изменяется [4,5].

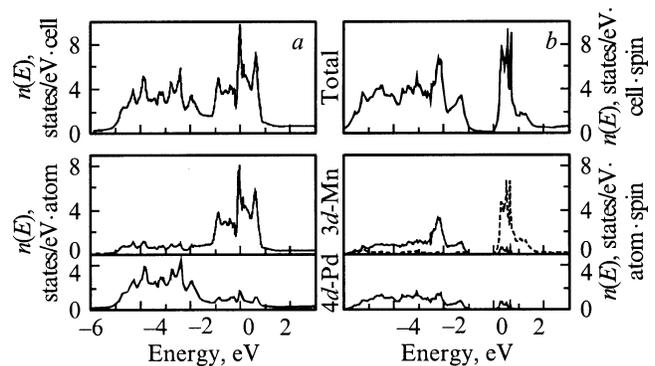
Следовательно, выполнение закономерности (2) в парамагнитной области температур показывает, что особенности поведения  $\rho_0(x)$  практически не связаны с процессами рассеяния электронов проводимости на структурных неоднородностях сплавов  $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$ . Об определяющей роли магнитной составляющей при описании  $\rho_0(x)$  свидетельствует также его необычно высокая максимальная величина  $\rho_0^m \sim 200 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ , превышающая даже величину спин-разупорядоченного сопротивления  $\rho_m(T > T_C, T_N)$ . При этом максимум  $\rho_0(x)$  наблюдается при критической концентрации  $x_C = x_2 \sim 0.8$ , где с уменьшением  $x$  возникают  $F_1$ -фаза типа  $\text{PdFe}$  и неколлинеарная  $F_2$ -фаза. Необходимо отметить, что критическая концентрация  $x_1 \sim 0.2$  зарождения  $A$ -фазы типа  $\text{PdMn}$  на кривой  $\rho_0(x)$  никак не выделяется.

**3.** Отмеченные выше особенности структурного и магнитного состояний сплавов  $\text{PdMn}_x\text{Fe}_{1-x}$  сопровождается качественным изменением характера температурных зависимостей электросопротивления. Как видно из рис. 2, в сплаве  $\text{PdFe}$  наблюдается обычное для ферромагнетика поведение  $\rho(T)$  с положительным температурным коэффициентом сопротивления  $\alpha$ , который имеет спин-флуктуационную аномалию в точке Кюри. Напротив, в антиферромагнетике  $\text{PdMn}$  при  $T \geq 600\text{ К}$  коэффициент  $\alpha(T)$  изменяет свой знак на отрицательный. В интервале температур  $T < T_N = 815\text{ К}$  наблюдаемое в  $\text{PdMn}$  поведение  $\alpha(T)$ , а соответственно и  $\rho(T)$  характерно для металлического антиферромагнетика и может быть связано с появлением щели в электронном спектре вблизи  $E_F$  из-за магнитного упорядочения образца [8].

Проведенные нами расчеты электронного спектра ЛМТО-методом показывают (рис. 3), что при  $A$ -упорядочении  $\text{PdMn}$  на кривой плотности  $N(E)$  вблизи уровня Ферми  $E_F$  действительно появляется необычно



**Рис. 2.** Температурные зависимости электросопротивления (светлые кружки) и температурного коэффициента сопротивления (темные кружки) для образцов крайних составов:  $\text{PdMn}$  (а) и  $\text{PdFe}$  (б).



**Рис. 3.** Полная и парциальные плотности состояний интерметаллического соединения  $\text{PdMn}$  для парамагнитного (а) и антиферромагнитного (б) решений. Уровню Ферми соответствует  $E = 0$ . На средней панели рисунка (часть б) штриховой и сплошной линиями показаны плотности состояний для двух проекций спина атомов  $\text{Mn}$ .

глубокий провал. Если рассматривать только  $d$ -зону, то при магнитном упорядочении вблизи  $E_F$  в электронном спектре по существу образуется энергетическая щель. Как видно из рис. 3, ширина щели составляет  $\Delta \sim 1\text{ эВ}$ , а плотность состояний на  $E_F$  в результате появления  $A$ -порядка уменьшается практически в 20 раз с  $N(E_F) = 6.7\text{ states/eV}\cdot\text{cell}$  в парамагнитном состоянии до  $N(E_F) = 0.19\text{ states/eV}\cdot\text{cell}$  в  $A$ -состоянии. С использованием самосогласованных результатов расчета

А-состояния Mn, таких как собственные векторы и собственные значения матрицы гамильтониана центров 3*d*- и 3*d*-зон Mn, был вычислен также параметр обменного взаимодействия *J* между 3*d*-оболочками ближайших атомов Mn, определенный в модели Гейзенберга как  $H = 2JS_1S_2$ . Параметр *J* вычисляется по методике, предложенной в [9]. При этом расчетное значение составило  $J \sim 63.5 \text{ meV}$ , что согласуется с ожидаемым из величины  $T_N = 815 \text{ K}$  для антиферромагнетика PdMn.

Согласно [6], в ферромагнитно упорядоченном сплаве PdFe уровень Ферми расположен между пиками плотности состояний, образованными *d*-состояниями атомов Fe со спинами "вверх" и "вниз". Однако здесь как в парамагнитном, так и в магнитоупорядоченном состояниях величина  $N(E_F)$  формируется *s*-, *p*- и *d*-состояниями. Плотность состояний на  $E_F$  для PdFe в парамагнитном состоянии составляет  $N(E_F) = 6.2 \text{ states/eV}\cdot\text{cell}$ , а в магнитоупорядоченном  $N(E_F) = 1.55 \text{ states/eV}\cdot\text{cell}$ .

Сравнение результатов электронных зонных расчетов ферромагнетика PdFe и антиферромагнетика PdMn в парамагнитном и в магнитоупорядоченном состояниях свидетельствуют о том, что для описания сопротивления в фазе типа PdMn действительно можно использовать модель [8], если в изучаемых магнетиках основными носителями тока считать *d*-электроны.

В самой точке Нееля для PdMn имеет место аномалия  $\alpha(T)$ , казалось бы, стандартная при магнитном разупорядочении; только дополнительный магнитный вклад в данном случае имеет необычный отрицательный знак. Этот на первый взгляд довольно странный экспериментальный факт можно объяснить тем, что магнитная составляющая сопротивления антиферромагнетика, обусловленная появлением щели в электронном спектре вследствие удвоения магнитной ячейки при А-упорядочении, пропорциональна квадрату намагниченности подрешеток  $\rho_m \sim M_i^2$  [8]. Как видно из [7], изменение намагниченности подрешеток PdMn с температурой при  $T \leq T_N$  можно описать в рамках флуктуационной теории [10] степенным законом

$$M_i \sim [(T_N - T)/T_N]^\beta. \quad (3)$$

Отсюда следует, что магнитный "целевой" вклад в температурный коэффициент сопротивления  $\alpha_m(T) = (1/\rho_m)(d\rho_m/dT) \sim -[(T_N - T)/T_N]^{2\beta-1}$  имеет отрицательный максимум в точке Нееля и аналогичную (3) температурную зависимость, отличающуюся только величиной и знаком критического индекса.

Как видно из рис. 2, отрицательный знак  $\alpha(T)$  сохраняется в сплаве PdMn и при  $T > T_N$  вплоть до температуры мартенситного перехода  $T_S \sim 1000 \text{ K}$  в другую В2-фазу [5]. Этот экспериментальный факт указывает на то, что энергетическая щель в *d*-спектре данного антиферромагнетика присутствует и в парамагнитной области температур. Однако расчеты электронного спектра в парамагнитном PdMn не подтверждают наличия

целевой особенности  $N_d(E)$  вблизи  $E_F$ . Можно предполагать только, что в сплаве PdMn выше  $T_N$  сохраняется А-ближний порядок, а следовательно, и остатки *d*-щели в электронном спектре.

4. Анализ температурных зависимостей электросопротивления в образцах крайних составов PdFe и PdMn, а также в промежуточной области концентраций (см. [1]) показывает, что в тройных сплавах PdMn<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub> с ростом концентрации *x* (наряду с магнитным переходом F–А) в подсистеме *d*-носителей осуществляется переход металл–полупроводник. Подтверждением этого служат результаты измерений термоэдс  $S(T)$  исследуемых сплавов [1]. При комнатной температуре ниже  $T \ll T_{C1}$ ,  $T_N$  с ростом концентрации марганца вблизи  $x_2 \sim 0.8$  наблюдается смена знака *S* с отрицательного на положительный, а при высоких температурах  $T \geq T_{C1}$ ,  $T_N$  область положительных значений *S* занимает уже практически весь интервал существования А-фазы типа PdMn с  $x > x_1 \sim 0.2$ .

Следовательно, при  $T < T_{C1}$ ,  $T_N$  сплавы в области концентраций  $x < 0.8$  можно рассматривать как смесь двух фаз с остаточными сопротивлениями, отличающимися по величине практически на два порядка. Причем в высокоомную фазу необходимо включить наряду с А-еще и неколлинеарную F<sub>2</sub>-фазу. Последняя из-за практически разупорядоченного состояния моментов в ней должна иметь уже при низких температурах предельно большую для данных сплавов магнитную составляющую сопротивления. Высокоомная F<sub>2</sub>-фаза присутствует только в области сосуществования основных коллинеарных фаз ( $0.2 < x < 0.8$ ), а ее объем максимален при  $x \sim 0.5$  [3,4].

Согласно рентгенографическим исследованиям [4], атомы марганца практически не растворяются в фазе типа PdFe. Исходя из этого, можно считать, что в сплавах PdMn<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub> уже при малых концентрациях Mn наблюдается тенденция к образованию зародышей фазы типа PdMn. С ростом концентрации *x* объем проводящей фазы типа PdFe уменьшается, а "изолирующей" типа PdMn, наоборот, возрастает. Вблизи пороговой концентрации (на пороге протекания)  $x_C = x_2 \sim 0.8$  проводящая фаза типа PdFe практически исчезает. Подчеркнем, что большую величину  $\rho_0$  для А-фазы типа PdMn мы связываем с существованием в ее *d*-спектре энергетической щели на  $E_F$  вплоть до самых низких температур.

По этой причине мы предприняли попытку описания  $\rho_0(x)$  рассматриваемых микронеоднородных сплавов в приближении эффективной среды и в модели протекания. Использовались известные выражения для эффективной проводимости двухфазной среды (уравнение Кондорского–Одолевского) [11]

$$\sigma^* = 1/\rho^* = (1/4)[(3x_F - 1)\sigma_F + (3x_A - 1)\sigma_A] + \left\{ [(3x_F - 1)\sigma_F + (3x_A - 1)\sigma_A]^2 / 16 + \sigma_F\sigma_A / 2 \right\}^{1/2} \quad (4)$$

и теории протекания [12]

$$\rho_0 \sim [(x - x_C)/x_C]^{-\varepsilon}. \quad (5)$$

Здесь  $\sigma_F$  и  $\sigma_A$  — проводимости фаз с малым и большим сопротивлением, а  $x_F$  и  $x_A$  — соответствующие им концентрации. Параметры  $\varepsilon$  и  $x_C$  — критический индекс и пороговая концентрация протекания для проводящей  $F_1$ -фазы. Концентрационные зависимости объемов  $F_1$ -,  $F_2$ - и  $A$ -фаз были определены из результатов исследований магнитных свойств [3,4]. При этом предполагалось, что  $F_1$ -фаза является проводящей, а  $F_2$ - и  $A$ -фазы — "изолирующими" с большим сопротивлением. Сразу же отметим, что ни одна из упомянутых моделей не позволяет описать экспериментально полученную зависимость  $\rho_0(x)$  во всем исследованном интервале концентраций  $0 \leq x \leq 1$ .

В эти двух приближениях удастся получить зависимость  $\rho_0(x)$ , в той или иной мере близкую к экспериментальной [1] только в области сосуществования проводящей и "изолирующих" фаз при  $x < x_C = x_2 \sim 0.8$ . Результаты математической обработки зависимости  $\rho_0(x)$  по формулам (4) и (5) приведены на рис. 1, *b*. При этом полагается, что величина  $\sigma_A = 1/\rho_0^m$ , т.е. она отличается от проводимости антиферромагнетика PdMn. Из рис. 1, *b* видно, что в указанном интервале концентраций для описания остаточного сопротивления сплавов PdMn<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub> наиболее приемлема модель эффективной среды [11]. Это можно считать разумным заключением, так как разброс значений  $\rho_0(x)$  в исследуемой системе сплавов по порядку величины сравним с его средним значением [12].

Выше пороговой концентрации (при  $x > x_C \sim 0.8$ ) в рассматриваемых сплавах реализуется другая ситуация. Согласно [4], примесные атомы Fe довольно хорошо растворяются в матрице типа PdMn. Это должно приводить к изменению параметров в обусловленном  $A$ -упорядочением  $d$ -щели электронном спектре. Можно предполагать, что при замене атомов Mn атомами Fe на первом этапе происходит возрастание "щелевой" особенности в спектре тройных сплавов PdMn<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub>, упорядоченных по типу PdMn. Следствием такого изменения электронного спектра при  $T < T_N$  будет возрастание электросопротивления, в первом приближении пропорциональное концентрации железа в образце. Очевидно, что при  $T > T_N$  величина  $\rho$  с концентрацией  $x$  должна изменяться значительно слабее из-за резкого уменьшения "щелевой" особенности в  $d$ -спектре  $A$ -сплавов в парамагнитной области температур.

Такое предположение об изменении электронного спектра антиферромагнетика PdMn в результате замены атомов Mn на атомы Fe находится в полном согласии с экспериментом. Из рис. 1 и 2, а также из работы [1] видно, что уменьшение концентрации марганца в  $A$ -сплавах PdMn<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub> в интервале  $1 \geq x \geq x_C \sim 0.8$  сопровождается не только возрастанием величины  $\rho_0$ , но и существенным увеличением значений отрицательного

коэффициента  $\alpha$  при  $T < T_N$ . Обе эти характеристики в рассматриваемом случае определяются величиной щели в  $d$ -спектре сплавов, появляющейся из-за  $A$ -упорядочения, а из изменение, наблюдаемое в эксперименте при уменьшении  $x$ , свидетельствует об усилении "щелевой" особенности на кривой  $N_d(E)$ . Однако зонные расчеты, проведенные нами ЛМТО-методом, наоборот, указывают на исчезновение "щелевой" особенности в электронном спектре антиферромагнетика PdMn при замене атомов Mn на атомы Fe.

5. Не исключая предложенную выше схему объяснения особенности поведения зависимости  $\rho_0(x)$  в тройных сплавах PdMn<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub>, укажем еще один альтернативный вариант. Как уже отмечалось, микроструктуру данных сплавов можно представить в виде низкоомных  $F_1$ -областей, окруженных высокоомными  $A$ -областями и  $F_2$ -прослойками между ними. При этом удельное сопротивление низкоомных  $F_1$ -областей в зависимости от концентраций  $x$  остается практически неизменным. В то же время  $\rho$  более высокоомных  $A$ - и  $F_2$ -областей по объему сплава и в зависимости от концентрации  $x$  изменяется довольно сильно, так как именно в этой части его пространства происходит процесс замены атомов Fe на атомы Mn.

В модели эффективной среды электрическую структуру такого неоднородного состояния сплавов можно аппроксимировать сеткой случайных сопротивлений (или проводимостей) [13], причем случайные сопротивления следует интерпретировать как сопротивления микроконтакта, а эквивалентную схему микроконтакта — представлять в виде последовательно соединенных сопротивлений (как это делается, например, в [14,15]):  $\rho_F$  металлических  $F_1$ -областей и  $\rho_A$  промежуточного между ними пространства, включающего  $F_2$ - и  $A$ -состояния, т.е.

$$\rho_0(x) = \rho_F + \rho_A. \quad (6)$$

По существу, в этом случае сетка случайных сопротивлений заменяется регулярной сеткой одинаковых усредненных значений сопротивлений микроконтактов.

В свою очередь по аналогии с [15], учитывая изменение объема фаз с концентрацией и случайный характер взаимозамены атомов марганца и железа в  $F_2$  и  $A$ -фазах, удельное сопротивление последних можно описать нормальным распределением [16], т.е. считать

$$\rho_0(x) = \rho_F + A/[\omega(\pi/2)^{0.5}] \exp\{-2[(x - x_C)/\omega]^2\}. \quad (7)$$

Из рис. 1, *b* видно, что зависимость  $\rho_0(x)$  микроненормальных сплавов PdMn<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub> во всем исследованном интервале концентраций ( $0 \leq x \leq 1$ ) довольно точно описывается выражением (7). Это подтверждает справедливость предложенной модели эффективной среды, учитывающей для рассматриваемых тройных сплавов постоянство величины  $\rho_F$  и изменение  $\rho_A$  согласно нормальному распределению [16]. При этом получают значения величин центра распределения  $x_C = 0.785$  и дисперсии распределения  $\omega^2 = 0.14$ .

Для описания концентрационной зависимости остаточного сопротивления микронеоднородных сплавов  $PdMn_xFe_{1-x}$  можно использовать и другие варианты эквивалентных электрических схем микроконтактов. В частности, удовлетворительные результаты получаются при математической обработке экспериментальных данных  $\rho_0(x)$  с использованием сетки случайных проводимостей, рассмотрение которой приводит к выражению

$$1/\rho_0(x) = 1/\rho_F + 1/\rho_A. \quad (8)$$

Возможны также более сложные варианты электрических схем микроконтактов, предполагающие их последовательное и параллельное включение. В любом случае необходимым условием соответствия эксперимента и формы его описания является подчинение зависимости  $\rho_A(x)$  нормальному распределению [16].

6. В заключение следует отметить, что зависимости  $\rho_0(x)$ , подобие той, что приведена на рис. 1, наблюдались и ранее для твердых растворов переходных и благородных металлов (см., например, [2]). При этом отклонение кривых  $\rho_0(x)$  от вида (1), как правило, связывалось также с особенностями электронной зонной структуры сплавов, но только другого характера, чем это полагается в данной работе. Известно, что в двухзонной модели Мотта сопротивление пропорционально плотности  $d$ -состояний при  $E_F$ , т.е.  $\rho_0(x) \sim N_d(x)$ . Следовательно, аномальное возрастание  $\rho_0(x)$  при некоторой  $x_C$  можно объяснить значительным увеличением  $N_d$ , обусловленным перестройкой узкой  $d$ -зоны, например формированием виртуально связанных  $d$ -состояний вблизи  $E_F$ . Однако такой подход не согласуется с результатами расчета электронной зонной структуры антиферромагнетика  $PdMn$  и противоречит многофазной природе магнитного и структурного состояний сплавов  $PdMn_xFe_{1-x}$ .

Таким образом, поведение электросопротивления тройных сплавов  $PdMn_xFe_{1-x}$  в зависимости от концентрации и температуры можно понять только с учетом особенностей их структурного и магнитного состояний. Для описания остаточного сопротивления рассматриваемых микронеоднородных сплавов в приближении эффективной среды в данной работе используются два подхода. В одном из них весь интервал концентраций  $x$  разбивается на две области с критической концентрацией раздела  $x_C = x_2 \sim 0.8$ . При  $x < x_C$  микронеоднородное (гетерогенное) состояние сплавов, состоящих из магнитных фаз с величинами  $\rho_0$ , отличающимися практически на два порядка, моделируется эффективной средой в модели Кондорского–Одолевского [11]. В интервале  $1 \geq x > x_C$  исследуемые сплавы считаются однофазными с А-упорядочением типа  $PdMn$ . При этом параметры  $d$ -зоны А-фазы полагаются изменяющимися пропорционально концентрации примесных атомов Fe. Поэтому в данном интервале приближенно выполняется зависимость  $\rho_0(x-1) \sim (1-x)$ , как это видно из рис. 1, *b*. В другом подходе для описания микронеоднородного состояния сплавов во всей области перехода от ферромагнетика  $PdFe$  к антиферромагнетик  $PdMn$  используется

модель эффективной среды, представляющей собой сетку микроконтактов, эквивалентная электрическая схема которых составляется из последовательного соединения сопротивлений: металлических  $F_1$ -областей с постоянным  $\rho_F$  и зависящих от концентрации по нормальному распределению [16] сопротивлений  $\rho_A$  для  $F_2$ - и А-фаз, разделяющих  $F_1$ -области.

Авторы благодарны Ю.П. Ирхину и Е.А. Митюшовой за полезное обсуждение полученных результатов, а также за ценные критические замечания.

## Список литературы

- [1] Н.И. Коуров, Ю.Г. Карпов, Н.В. Волков, Л.Н. Тюленёв. ФММ **84**, 6, 86 (1997).
- [2] Дж. Займан. Электроны и фононы. ИЛ, М. (1962). 488 с.
- [3] Л.Н. Тюленёв, Н.В. Волкова, И.И. Пиратинская, Ю.Н. Циовкин, Н.И. Коуров. ФММ, **83**, 1, 75 (1997).
- [4] Н.В. Волкова, Н.М. Клейнерман, Н.И. Коуров, В.Е. Найш, И.В. Сагарадзе, В.В. Сериков, Л.Н. Тюленёв. ФММ **89**, 1, 39 (2000).
- [5] Н.И. Коуров, В.А. Казанцев, Л.Н. Тюленёв, Н.В. Волкова. ФММ **89**, 5, 24 (2000).
- [6] В.И. Анисимов, М.А. Коротин. ФММ **68**, 3, 474 (1989).
- [7] E. Kre'n, J. So'lyom. Phys. Lett. **22**, 3, 273 (1966).
- [8] Ю.П. Ирхин. ФММ **6**, 4, 586 (1957).
- [9] A.I.Lichtenstein, M.I. Katsnelson, V.P. Antropov, V.A. Gubarov. J. Magn. Magn. Mater. **67**, 65 (1987).
- [10] А.З. Паташинский, В.Л. Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов. Наука, М. (1975). 255 с.
- [11] В.И. Одолевский. ЖТФ **21**, 6, 667 (1951).
- [12] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. УФН **117**, 3, 401 (1975).
- [13] С. Киркпатрик. Перколяция и проводимость. В сб.: Теория и свойства неупорядоченных материалов. Мир, М. (1977). С. 249–292.
- [14] G.E. Pike, C.H. Seager. J. Appl. Phys. **48**, 12, 5152 (1977).
- [15] Ping Sheng. Phys. Rev. **B21**, 6, 2180 (1980).
- [16] Д. Худсон. Статистика для физиков. Мир, М. (1970). 296 с.