

# КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКИЙ МАГНЕТИЗМ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА $Mn_2YAl$

*В. В. Марченко*<sup>a,b\*</sup>, *В. Ю. Ирхин*<sup>a</sup>, *Ю. А. Перевозчикова*<sup>a,\*\*</sup>, *П. Б. Терентьев*<sup>a,b</sup>,  
*А. А. Семянникова*<sup>a</sup>, *Е. Б. Марченко*<sup>a</sup>, *М. Эйстерер*<sup>c,\*\*\*</sup>

<sup>a</sup> *Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук  
620108, Екатеринбург, Россия*

<sup>b</sup> *Уральский федеральный университет  
620002, Екатеринбург, Россия*

<sup>c</sup> *Atominstytut, TU Wien Austria, 1020, Vienna*

Поступила в редакцию 14 января 2019 г.,  
после переработки 30 января 2019 г.  
Принята к публикации 1 февраля 2019 г.

Экспериментально исследованы электрические, магнитные и гальваномагнитные свойства сплавов Гейслера  $Mn_2YAl$  ( $Y = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni$ ). Получены температурные зависимости электросопротивления в широком интервале температур 4.2–1000 К. При  $T = 4.2$  К измерены полевые зависимости магнитосопротивления и эффекта Холла в магнитных полях до 100 кЭ, а намагниченности — в полях до 70 кЭ. Рассматриваемые системы демонстрируют сильный ферромагнетизм либо скомпенсированный ферримангнетизм, причем возможны фазовые переходы с изменением магнитной структуры. Обсуждается вариативность электронной структуры в рядах данных сплавов, включающая состояния полуметаллического ферромагнетика и спинового бесщелевого полупроводника.

DOI: 10.1134/S0044451019060129

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные и теоретические исследования полуметаллических ферромагнетиков (ПМФ) и спиновых бесщелевых полупроводников (СБП) представляют большой научный интерес, поскольку в таких материалах можно реализовать высокую степень спиновой поляризации носителей заряда, что может быть использовано в устройствах спинтроники [1].

Главной особенностью ПМФ является наличие щели на уровне Ферми для электронных состояний со спином вниз и отсутствие щели для носителей тока со спином вверх [2–4]. В простом приближении среднего поля это означает 100-процентную спиновую поляризацию носителей тока. Однако при учете квантовых эффектов электрон-магнитного

взаимодействия возникает деполяризация [3]; этот факт недавно был экспериментально подтвержден для классического ПМФ — двуокиси хрома  $CrO_2$  [5]. Указанные эффекты играют определяющую роль и в температурных зависимостях кинетических свойств [6].

К настоящему времени известно множество работ по экспериментальному изучению сплавов Гейслера, в которых сообщается о наблюдении ПМФ-состояния (см., например, [7]). При этом следует отметить недостатки ПМФ на основе сплавов Гейслера как материалов для спинтроники: как правило, они обладают металлической проводимостью, поэтому важны разработка и исследование подобных систем, но близких по свойствам к классическим полупроводникам. Недавно появились сообщения о получении ПМФ на основе вырожденного легированного полупроводника  $HgCr_2Se_4$  [8].

В 2008 г. был предсказан новый класс материалов — спиновые бесщелевые полупроводники, которые должны обладать рядом уникальных свойств, связанных с их необычной зонной структурой [9]. В СБП присутствует широкая ( $\Delta E \sim 1$  эВ) щель

\* E-mail: march@imp.uran.ru

\*\* E-mail: yu.perevozchikova@imp.uran.ru

\*\*\* M. Eisterer

**Таблица 1.** Состав сплавов, содержание в них отдельных элементов по данным элементного анализа и тип структуры [17]

Сплав	Состав по данным EDAX	Mn, %	Y, %	Al, %	Тип структуры [17]
Mn <sub>2</sub> TiAl	Mn <sub>2.04</sub> Ti <sub>0.88</sub> Al <sub>1.08</sub>	51	22	27	L2 <sub>1</sub>
Mn <sub>2</sub> VAl	Mn <sub>1.95</sub> V <sub>1.04</sub> Al <sub>1.01</sub>	48.75	26	25.25	L2 <sub>1</sub>
Mn <sub>2</sub> CrAl	Mn <sub>1.93</sub> Cr <sub>1.04</sub> Al <sub>1.03</sub>	48.25	26	25.75	L2 <sub>1</sub>
Mn <sub>2</sub> MnAl	Mn <sub>2.92</sub> Al <sub>1.08</sub>	73	–	27	X <sub>a</sub>
Mn <sub>2</sub> FeAl	Mn <sub>1.99</sub> Fe <sub>0.94</sub> Al <sub>1.07</sub>	49.75	23.5	26.75	X <sub>a</sub>
Mn <sub>2</sub> CoAl	Mn <sub>1.99</sub> Co <sub>0.96</sub> Al <sub>1.05</sub>	49.75	24	26.25	X <sub>a</sub>
Mn <sub>2</sub> NiAl	Mn <sub>1.89</sub> Ni <sub>1.05</sub> Al <sub>1.06</sub>	47.25	26.25	26.5	X <sub>a</sub>

вблизи энергии Ферми для одной проекции спина носителей тока, а для носителей с противоположным направлением спина имеется нулевая энергетическая щель, характерная для классических бесщелевых полупроводников. Такие материалы позволяют совместить свойства ПМФ с полупроводниковыми характеристиками с возможностью тонкого регулирования величины энергетической щели, а следовательно, и управления электронными свойствами.

На практике строго реализовать условия возникновения состояний ПМФ и, особенно, СБП непросто, однако имеются работы, в которых сообщается о наблюдении ПМФ- и СБП-состояний в сплавах Гейслера (см., например, [10–12]). В работе [10] говорится о реализации ПМФ-состояния и почти 100-процентной поляризации по спину в тонких пленках сплава Гейслера Co<sub>2</sub>MnSi. Имеются также свидетельства о реализации СБП-состояния в соединениях Mn<sub>2</sub>CoAl [11] и CoFeMnSi [12]. Известно [13–16], что особенности электронной структуры (плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми  $E_F$ ), а следовательно, и физических свойств, очень сильно изменяются при варьировании компонентов Y и Z в соединениях Гейслера X<sub>2</sub>YZ. При этом могут наблюдаться переходы от обычного (магнитного и немагнитного) металлического и полупроводникового состояний в состояние полуметаллического ферромагнетика, затем в состояние спинового бесщелевого полупроводника и обратно. Поскольку обычно Y — это переходные 3d-металлы, а Z — элементы III–V групп таблицы Менделеева, изменения в плотности электронных состояний вблизи  $E_F$ , а следовательно, и

в физических свойствах, проявляются по-разному при варьировании компонента Y либо Z.

Таким образом, цель данной работы — проследить за изменением кинетических и магнитных свойств в сплавах Гейслера Mn<sub>2</sub>YAl (Y = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni). Мы представим результаты экспериментальных исследований электрических, магнитных и гальваномагнитных свойств этих сплавов, свидетельствующие об изменении их электронных и магнитных характеристик при варьировании компонента Y. Комплексное экспериментальное изучение кинетических и магнитных характеристик для широкой совокупности сплавов этой системы, насколько известно авторам, до настоящего времени отсутствовало.

## 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Сплавы Гейслера Mn<sub>2</sub>YAl были выплавлены в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона. Затем они отжигались в течение 72 ч при  $T = 650$  °C в атмосфере аргона с последующим охлаждением до комнатной температуры со скоростью 100 град/ч.

Атомное содержание элементов в сплаве контролировалось с помощью сканирующего электронного микроскопа FEI Company Quanta 200, оснащенного приставкой энергодисперсионного рентгеновского микроанализа EDAX. В табл. 1 представлены данные элементного анализа исследованных сплавов и тип кристаллической структуры [17].

Методики измерения электро- и магнитосопротивления, намагниченности и эффекта Холла подробно описаны в работах [13–16].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Электросопротивление

На рис. 1 представлены температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$  сплавов  $Mn_2YAl$ . Видно, что при изменении компонента  $Y$  для большинства сплавов системы  $Mn_2YAl$  (при вариации  $3d$ -металлов) наблюдаются аномалии. Прежде всего, это относительно большая величина остаточного сопротивления, которая для  $Mn_2TiAl$ ,  $Mn_2CrAl$ ,  $Mn_3Al$ ,  $Mn_2FeAl$ ,  $Mn_2CoAl$  варьируется от 242 до 305 мкОм·см, а также наличие участков с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления (ТКС). Исключение составляют сплавы  $Mn_2VAl$  и  $Mn_2NiAl$ , остаточное сопротивление которых сравнительно невелико и равно соответственно 84 и 120 мкОм·см, а  $\rho(T)$  монотонно возрастает с температурой. Это может указывать на близость соединений  $Mn_2TiAl$ ,  $Mn_2CrAl$ ,  $Mn_3Al$ ,  $Mn_2FeAl$ ,  $Mn_2CoAl$  к состоянию СБП с малой щелью и низкой энергией активации.

Для сравнения укажем на результаты, полученные в работе [18] для соединения  $Co_2TiSn$ , которое, по-видимому, является ПМФ со сравнительно низкой температурой Кюри,  $T_C \approx 350$  К, что удобно с точки зрения исследования изменения кинетических свойств при магнитном превращении. Оно демонстрирует переход из обычного металлического в состояние с отрицательным ТКС (которое интерпретируется как полупроводниковое), когда система претерпевает превращение из ферромагнитного в парамагнитное состояние с ростом температуры. Кинетические свойства ферромагнитного сплава Гейслера  $CoFeTiSn$  с  $T_C \approx 300$  К демонстрируют ту же особенность [19]; расчеты *ab initio* [20] дают для этой системы почти полуметаллическую электронную структуру с очень малым числом носителей заряда для одной из проекций спина. Такая неопределенность указывает на возможное формирование состояния, близкого к СБП.

Можно ожидать, что наличие щели на  $E_F$  для одной либо двух проекций спина должно проявляться и в других транспортных, а также магнитных свойствах. Особенно это должно быть заметным при температурах много меньших  $T_C$ . Поэтому были изучены полевые зависимости магнитных и гальваномагнитных свойств при температуре жид-

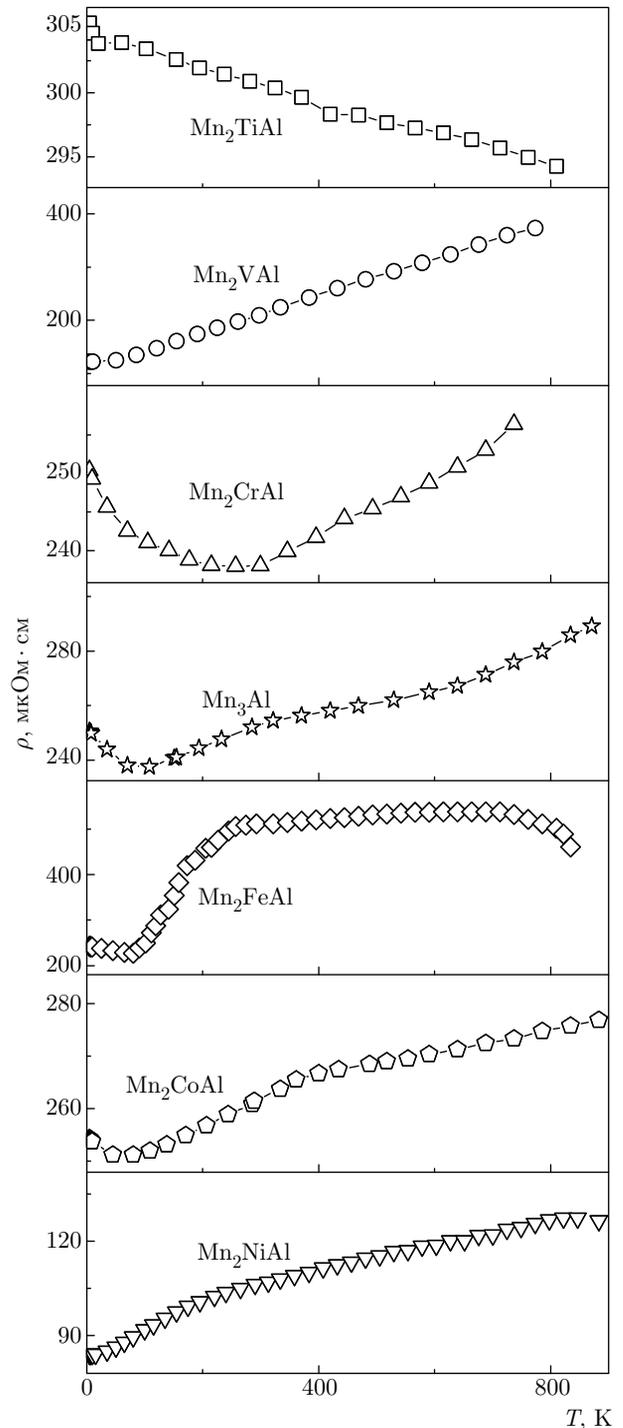
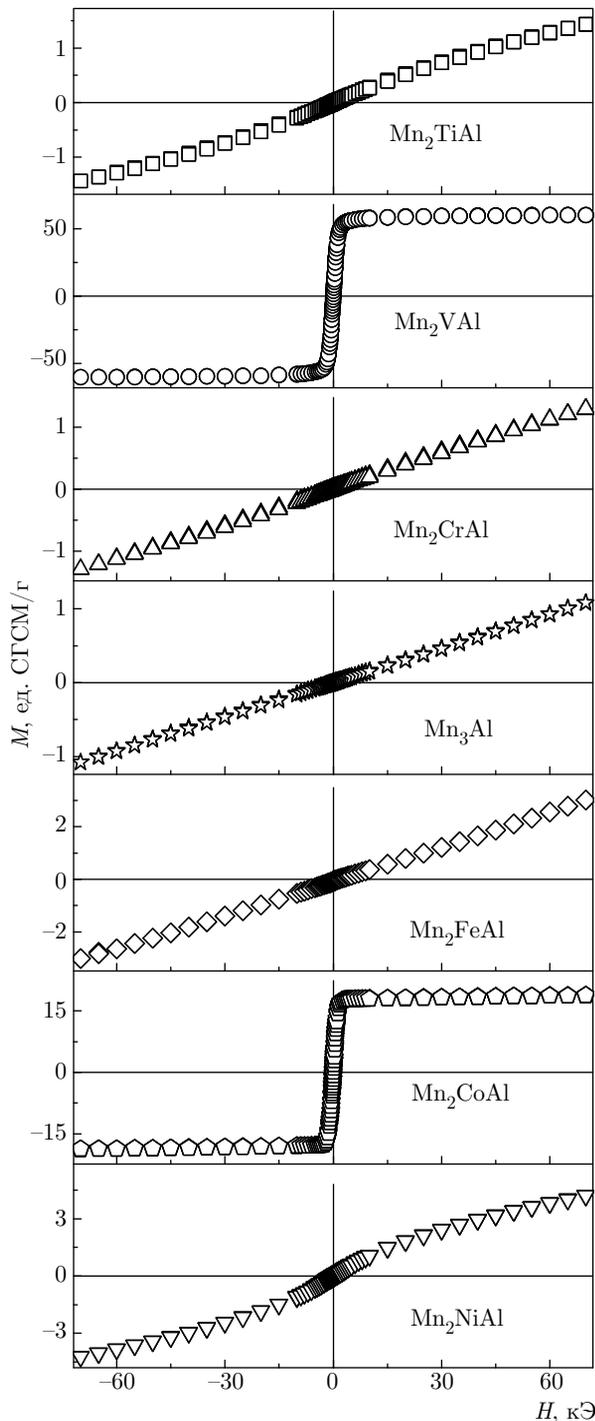


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления сплавов  $Mn_2YAl$  ( $Y = Ti$  (квадрат),  $V$  (кружок),  $Cr$  (треугольник),  $Mn$  (звездочка),  $Fe$  (ромб),  $Co$  (пятиугольник),  $Ni$  (перевернутый треугольник))



**Рис. 2.** Полевые зависимости намагниченности в сплавах Гейслера  $Mn_2YAl$  ( $Y = Ti$  (квадрат),  $V$  (кружок),  $Cr$  (треугольник),  $Mn$  (звездочка),  $Fe$  (ромб),  $Co$  (пятиугольник),  $Ni$  (перевернутый треугольник))

кого гелия  $T = 4.2$  К, а также температурные зависимости намагниченности.

### 3.2. Магнитные свойства

На рис. 2 приведены результаты измерений полевых зависимостей намагниченности  $M(H)$  системы сплавов  $Mn_2YAl$  при  $T = 4.2$  К. Видно, что для сплавов  $Mn_2VAl$  и  $Mn_2CoAl$  в пределе сильных магнитных полей зависимости  $M(H)$  становятся линейными функциями и могут быть описаны выражением

$$M = M_s + 4\pi\chi H, \quad (1)$$

где  $M_s$  — спонтанная намагниченность, а  $\chi$  — восприимчивость парапроцесса. При этом гистерезис наблюдается для сплавов  $Mn_2TiAl$ ,  $Mn_2VAl$ ,  $Mn_2CoAl$  и  $Mn_2NiAl$  (см. табл. 2, где представлены значения коэрцитивной силы  $H_c$ ).

Величины спонтанной намагниченности  $M_s$  и восприимчивость парапроцесса  $\chi$ , полученные при обработке экспериментальных данных  $M(H)$  согласно выражению (1), приведены в табл. 2. Для всех исследованных сплавов величины  $\chi \sim (1.5-3.5) \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/г. Кривые намагничивания  $M(H)$  имеют вид, свойственный обычным ферромагнетикам только для сплавов  $Mn_2VAl$  и  $Mn_2CoAl$ . Определенная при этом величина спонтанной намагниченности образца  $Mn_2VAl$  близка к значению  $M_s = 1.97 \mu_B/\text{форм.ед.}$ , полученному для данного сплава [21]. Однако для сплава  $Mn_2CoAl$  значение  $M_s = 0.62 \mu_B/\text{форм.ед.}$ , определенное нами, значительно меньше величины  $2 \mu_B/\text{форм.ед.}$ , полученной в расчетах *ab initio* (см., например, [22]). Возможно, это связано с тем, что в исследованном образце  $Mn_2CoAl$  присутствовала дополнительная фаза типа  $DO_3$ , характерная для  $Mn_3Al$ .

Кривые намагничивания сплавов  $Mn_2TiAl$  и  $Mn_2NiAl$  свидетельствуют о более сложном типе их магнитного упорядочения. Для точного определения вида магнитного порядка рассматриваемых сплавов требуются нейтронографические исследования. Поведение  $M(H)$  свидетельствует о близком к нулю полном моменте для сплавов  $Mn_3Al$ ,  $Mn_2CrAl$  и  $Mn_2FeAl$ ; для двух последних систем это противоречит результатам расчета [22]. Согласно работе [23],  $Mn_3Al$  может быть охарактеризован как компенсированный ферримагнетик, сохраняющий природу полуметаллического состояния. Аналогична ситуация в  $Mn_{1.5}FeV_{0.5}Al$  [24]. Ранее подобное состояние было получено в расчетах [25] и названо полуметаллическим антиферромагнетиком. Оно может быть перспективным для спинтроники, поскольку в нем имеется высокая спиновая поляризация носителей тока. Вероятно, такое состояние реализуется и в сплавах  $Mn_2CrAl$  и  $Mn_2FeAl$ .

**Таблица 2.** Спонтанная намагниченность  $M_s$  при  $T = 4.2$  К, парамагнитная восприимчивость  $\chi$ , коэффициенты нормального  $R_0$  и аномального  $R_s$  эффектов Холла, остаточное сопротивление  $\rho_0$ , концентрация  $n$  и подвижность  $\mu$  носителей заряда, коэрцитивная сила  $H_c$ , определенные из измерений намагниченности, эффекта Холла и электросопротивления в сплавах  $Mn_2YAl$

Сплав	$M_s$ , ед. СГСМ/Г	$\chi \cdot 10^6$ , см <sup>3</sup> /Г	$R_0 \cdot 10^4$ , см <sup>3</sup> /Кл	$R_s$ , см <sup>3</sup> /Кл	$\rho_0$ , мкОм·см	$n \cdot 10^{-21}$ , см <sup>-3</sup>	$\mu$ , см <sup>2</sup> /(с·В)	$H_c$ , Э
$Mn_2TiAl$	0.2	1.4	14.2	9.67	305.5	4.4	4.6	240
$Mn_2VAl$	58.9	1.5	1.76	0.24	122.3	35.4	1.4	15
$Mn_2CrAl$	—	1.5	4	—	250.4	15.6	1.6	—
$Mn_2MnAl$	—	1.2	1.71	—	250.6	36.5	0.7	—
$Mn_2FeAl$	—	3.3	4.06	—	242.1	15.4	1.7	—
$Mn_2CoAl$	17.8	1.1	4.46	3.02	254.3	14	1.8	90
$Mn_2NiAl$	1.2	3.5	0.18	0	84.1	34.7	0.2	350

На рис. 3 представлены температурные зависимости намагниченности  $M(T)$  сплавов системы  $Mn_2YAl$  в поле 100 Э.

Из сравнения рис. 1 и 3 видно, что имеется совпадение особенностей на температурных зависимостях сопротивления и намагниченности для сплавов  $Mn_2FeAl$  в области  $T = 100$  К и  $Mn_2NiAl$  вблизи  $T = 150$  К (в последнем случае особенность в сопротивлении более слабая — сравнительно плавное изменение наклона). Это может указывать на влияние фазовых переходов с изменением магнитной структуры. Однако для однозначного вывода о наличии фазовых переходов вблизи этих температур нужны дополнительные эксперименты, например, рентгеновские исследования в широкой области температур, что является предметом отдельного изучения. Особенность сопротивления в системе  $Mn_2CoAl$  вблизи  $T = 350$  К (рис. 1) совпадает с температурой Кюри для этого соединения (рис. 3).

### 3.3. Эффект Холла

Результаты измерений полевых зависимостей холловского сопротивления  $\rho_H(H)$  в сплавах  $Mn_2YAl$  приведены на рис. 4. Были также определены величины коэффициентов нормального (НЭХ)  $R_0$  и аномального (АЭХ)  $R_s$  эффектов Холла по методике, подробно описанной в работах [14, 16].

Согласно теории кинетических явлений в металлах [26–28], коэффициент  $R_0$  определяется не только числом холловских носителей. Важную роль в

формировании НЭХ играет подвижность носителей заряда, которая определяется как

$$\mu = R_0/\rho_0. \quad (2)$$

Здесь  $\rho_0$  — удельное электросопротивление; оно было измерено в рассматриваемых системах сплавов при  $T = 4.2$  К и приводится в табл. 2.

Как известно, [26–28], коэффициент АЭХ ферромагнитных соединений  $R_s$  связан с их удельным сопротивлением  $\rho_0$  и спонтанной намагниченностью  $M_s$  соотношением

$$R_s \propto \lambda_{eff} \frac{\rho_0^k}{M_s}, \quad (3)$$

где  $\lambda_{eff}$  — эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия,  $k$  — показатель степени, величина которого (обычно 1 или 2) зависит от механизма рассеяния носителей заряда. Если сравнить значения коэффициента  $R_s$  с величинами остаточного сопротивления  $\rho_0$  и спонтанной намагниченности  $M_s$ , которые приведены в таблице, то можно увидеть справедливость выражения (3) для исследованных сплавов.

Зависимость аномального коэффициента Холла от остаточного сопротивления  $R_s = f(\rho_0)$  для  $Mn_2YAl$  приведена на рис. 5. Видно, что в данном случае показатель степени  $k$  в зависимости  $R_s \propto \rho_0^k$  больше трех, т. е. он существенно отличается от 1 и 2. Поэтому можно предположить, что существующие модели, которые обычно используются при анализе аномального эффекта Холла, не описывают поведение АЭХ в данных сплавах. Следу-

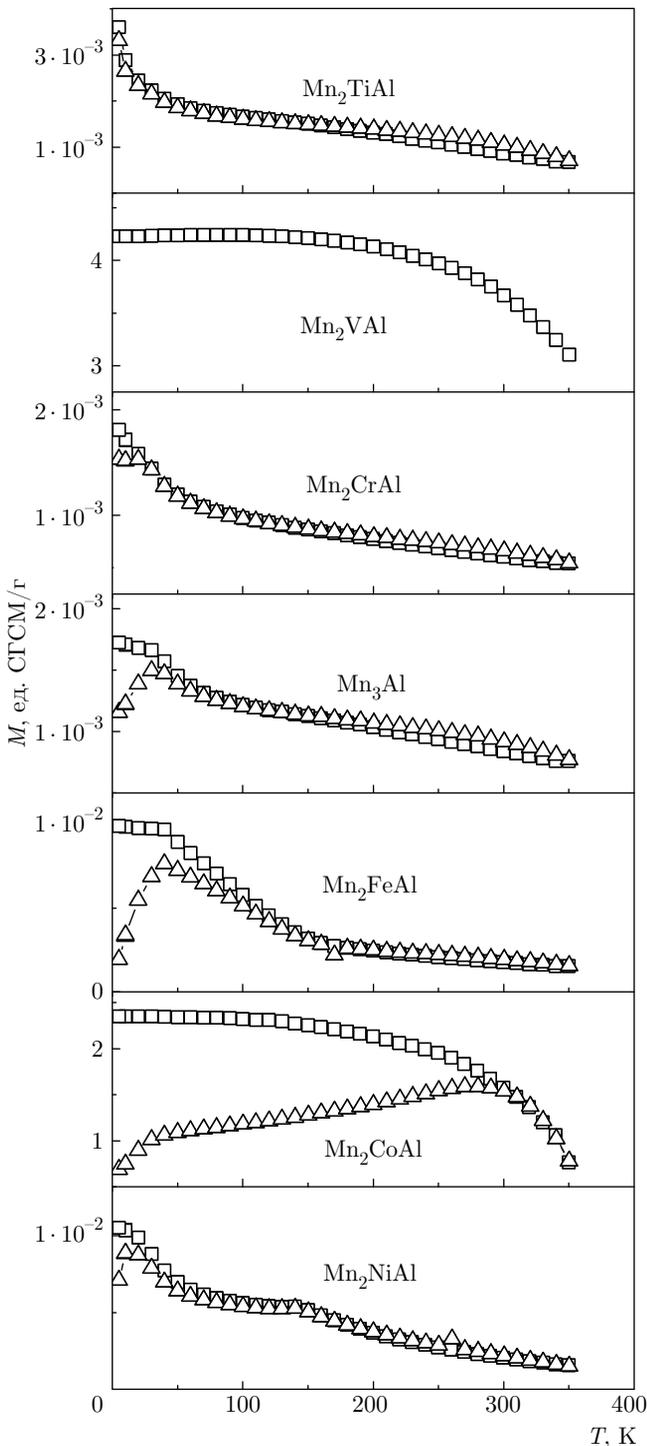


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности  $M(T)$  сплавов системы  $Mn_2YAl$  в поле 100 Э. Квадратами обозначены кривые FC, а треугольниками — ZFC

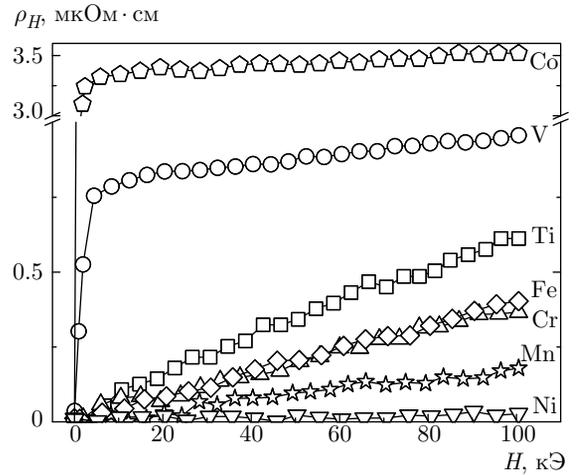


Рис. 4. Полевые зависимости холловского сопротивления в сплавах Гейслера  $Mn_2YAl$  ( $Y = Ti$  (квадрат),  $V$  (круг),  $Cr$  (треугольник),  $Mn$  (звездочка),  $Fe$  (ромб),  $Co$  (пятиугольник),  $Ni$  (перевернутый треугольник))

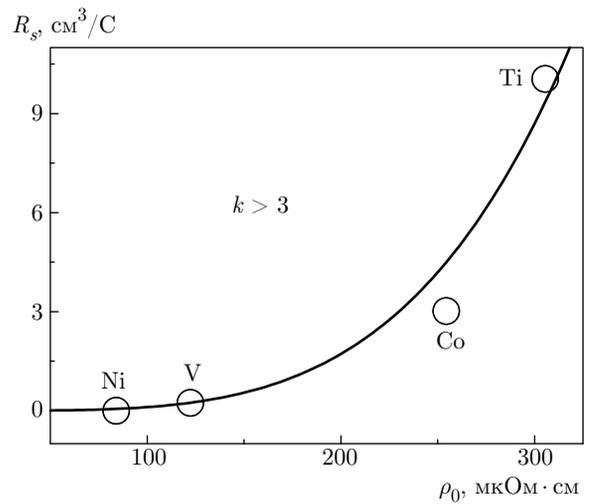
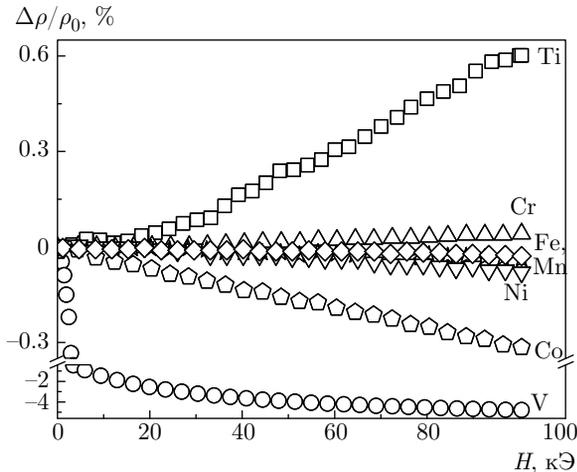


Рис. 5. Зависимость  $R_s = f(\rho_0)$  для системы сплавов  $Mn_2YAl$

ет отметить, что зависимость  $R_s \propto \rho_0^k$  с показателем степени  $k > 3$  наблюдалась в сплавах Гейслера  $Fe_2YAl$  в работе [14]. По-видимому, АЭХ рассматриваемых сплавов во многом определяется перестройкой электронной зонной структуры вблизи уровня Ферми  $E_F$ , сопровождаемой изменением числа носителей тока с разными проекциями спина.

### 3.4. Магнитосопротивление

На рис. 6 представлены полевые зависимости магнитосопротивления сплавов при  $T = 4.2$  К. Видно, что наблюдается как положительное, так и отри-



**Рис. 6.** Полевые зависимости магнитосопротивления системы сплавов  $Mn_2YAl$  ( $Y = Ti$  (квадрат),  $V$  (кружок),  $Cr$  (треугольник),  $Mn$  (звездочка),  $Fe$  (ромб),  $Co$  (пятиугольник),  $Ni$  (перевернутый треугольник)) при  $T = 4.2$  К

пательное магнитосопротивление, линейное по магнитному полю и с более сильной зависимостью, близкой к квадратичной.

Согласно работе [6], двухмагنونные процессы рассеяния в ПМФ приводят, наряду с аномальными температурными зависимостями магнитного сопротивления, к отрицательному линейному магнитосопротивлению. Отметим, что в ПМФ-сплаве  $Co_2FeSi$  [16, 29], а также ПМФ-системе  $Co_2TiSn$  [18] наблюдалось отрицательное магнитосопротивление. Можно предположить, что в сплавах с  $Y = V, Mn, Fe, Co, Ni$  наблюдаемые полевые зависимости с отрицательным линейным и/или близким к линейному магнитосопротивлением могут быть косвенным подтверждением проявления двухмагنونных процессов рассеяния.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных экспериментальных исследований обнаружен ряд аномалий электронных и магнитных свойств сплавов Гейслера  $Mn_2YAl$ . Эти аномалии могут быть проявлением особенностей электронного энергетического спектра, проявляющихся в возникновении состояний полуметаллического ферромагнетика или спинового бесщелевого полупроводника. Имеющиеся экспериментальные методики не позволяют в ряде случаев однозначно различить эти ситуации.

На температурных зависимостях сопротивления исследованных сплавов имеются участки с отрица-

тельным температурным коэффициентом сопротивления, что может указывать на близость к состоянию СБП с исчезающе малой энергетической щелью. Вопреки расчетам электронной структуры [22], магнитные измерения для систем  $Mn_2YAl$  ( $Y = Cr, Mn, Fe$ ) дают нулевую полную намагниченность и могут указывать на скомпенсированный ферромагнетизм. Особый интерес представляют обнаруженные аномалии в температурной зависимости намагниченности сплавов  $Mn_2FeAl$  и  $Mn_2NiAl$ , которые коррелируют с аномалиями электросопротивления. Это может быть проявлением фазовых переходов с изменением магнитной структуры.

Полученные результаты могут представлять интерес для разработки новых материалов, применимых в устройствах спинтроники.

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (темы «Спин», № АААА-А18-118020290104-2 и «Квант», № АААА-А18-118020190095-4) при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №№ 18-02-00739, 18-32-00686), комплексной программы Уральского отделения РАН (проект № 18-10-2-37) и Правительства Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.А03.21.0006).

Работа подготовлена по итогам XXXVIII Совещания по физике низких температур (НТ-38).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Inomata, N. Ikeda, N. Tezuka et al., *Sci. Tech. Adv. Mater.* **9**, 014101 (2008).
2. В. Ю. Ирхин, М. И. Кацнельсон, *УФН* **164**, 705 (1994).
3. M. I. Katsnelson, V. Yu. Irkhin, L. Chioncel et al., *Rev. Mod. Phys.* **80**, 315 (2008).
4. V. Yu. Irkhin, M. I. Katsnelson, and A. I. Lichtenstein, *J. Phys.: Cond. Mat.* **19**, 315201 (2007).
5. H. Fujiwara, K. Terashima, M. Sunagawa et al., *Phys. Rev. Lett.* **121**, 257201 (2018).
6. V. Yu. Irkhin and M. I. Katsnelson, *Eur. Phys. J. B* **30**, 481 (2002).
7. T. Graf, C. Felser, and S. S. P. Parkin, *Prog. Solid State Chem.* **39**, 1 (2011).
8. T. Guan, C. Lin, C. Yang et al., *Phys. Rev. Lett.* **115**, 087002 (2015).

9. X. L. Wang, Phys. Rev. Lett. **100**, 156404 (2008).
10. M. Jourdan, J. Minar, J. Braun et al., Nature Comm. **5**, 3974 (2014).
11. S. Ouardi, G. H. Fecher, C. Felser et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 100401 (2013).
12. L. Bainsla, A. I. Mallick, M. M. Raja et al., Phys. Rev. B **91**, 104408 (2015).
13. Н. И. Коуров, В. В. Марченков, К. А. Белозерова и др., ЖЭТФ **145**, 491 (2014).
14. Н. И. Коуров, В. В. Марченков, К. А. Белозерова и др., ЖЭТФ **148**, 966 (2015).
15. N. I. Kourov, V. V. Marchenkov, A. V. Korolev et al., Mater. Res. Express **4**, 116102 (2017).
16. V. V. Marchenkov, Yu. A. Perevozchikova, N. I. Kourov et al., J. Magn. Magn. Mat. **459**, 211 (2018).
17. L. Wollmann, S. Chadov, J. Kubler et al., Phys. Rev. B **90**, 214420 (2014).
18. S. Majumdar, M. K. Chattopadhyay, V. K. Sharma et al., Phys. Rev. B **72**, 012417 (2005).
19. Sn. Chatterjee, S. Das, S. Pramanick et al., arXiv: 1810.04865.
20. Y. J. Zhang, Z. H. Liu, G. T. Li et al., J. Alloys Compd. **616**, 449453 (2014).
21. C. Jiang, M. Venkatesan, and J. M. D. Coey, Solid State Comm. **118**, 513 (2001).
22. H. Luo, Z. Zhu, L. Ma et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 055010 (2008).
23. M. E. Jamer, Y. J. Wang, G. M. Stephen et al., Phys. Rev. Appl. **7**, 064036 (2017).
24. R. Stinshoff, A. K. Nayak, G. H. Fecher et al., Phys. Rev. B **95**, 060410(R) (2017).
25. H. van Leuken and R. A. de Groot, Phys. Rev. Lett. **74**, 1171 (1995).
26. В. Ю. Ирхин, Ю. П. Ирхин, *Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты d- и f-металлах и их соединениях*, УрО РАН, Екатеринбург (2004).
27. А. Б. Грановский, В. Н. Прудников, А. П. Казаков и др., ЖЭТФ **142**, 916 (2012).
28. Дж. Займан, *Электроны и фононы*, Изд-во иностр. лит., Москва (1962).
29. V. V. Marchenkov, N. I. Kourov, and V. Yu. Irkhin, Phys. Met. Metallogr. **119**, 64 (2018).