

05,01

Гальваномагнитные свойства сплавов Гейслера Co_2FeZ ($Z = \text{Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb}$)

© Н.И. Коуров¹, В.В. Марченков^{1–3}, Ю.А. Перевозчикова¹, М. Eisterer⁴

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет,
Екатеринбург, Россия

³ International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures,
Wrocław, Poland

⁴ TU Wien, Atominstitut,
Vienna, Austria

E-mail: kourov@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 27 апреля 2017 г.)

При $T = 4.2\text{ K}$ в магнитных полях $H \leq 100\text{ kOe}$ исследованы намагниченность, эффект Холла и электросопротивление в сплавах Гейслера Co_2FeZ (где $Z = \text{Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb}$ — s - и p -элементы таблицы Менделеева). В сильных полях ($H > 20\text{ kOe}$) намагниченность описывается в рамках модели Стонера. Определены коэффициенты нормального R_0 и аномального R_S эффектов Холла. Коэффициент R_S практически для всех исследованных сплавов имеет положительный знак и является „линейно-квадратичной“ функцией электросопротивления, включающей в себя линейный и квадратичный члены. Константа R_0 для большинства сплавов отрицательна и по абсолютной величине на два-три порядка меньше R_S . Магнитосопротивление исследованных сплавов по величине не превышает нескольких процентов и имеет для разных образцов как отрицательный, так и положительный знак.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема „Спин“, № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (грант № 15-02-06686), программы фундаментальных научных исследований УрО РАН (проект № 15-17-2-12) и Правительства РФ (постановление № 211, контракт № 02.A03.21.0006) и гранта № 14.Z50.31.0025 Министерства образования и науки РФ.

DOI: 10.21883/FTT.2017.12.45227.146

1. Введение

В настоящее время изучение структуры и физических свойств сплавов Гейслера X_2YZ (где X и Y — переходные $3d$ -элементы, а Z — s -, p -элементы таблицы Менделеева) представляет большой интерес, так как они считаются перспективными материалами для практического использования. Среди этих сплавов наибольший интерес для магнитооптической записи информации представляют полуметаллические ферромагнетики (ПМФ). К ним относятся и сплавы Co_2FeZ , имеющие высокие значения таких важных параметров, как намагниченность и температура Кюри [1–6] (см. таблицу).

Данные ПМФ можно рассматривать как „сильные“ зонные ферромагнетики, так как расчеты электронной зонной структуры методом функционала спиновой плотности показывают, что в спектре сплавов Co_2FeZ на уровне Ферми E_F реализуется широкая ($\sim 1\text{ eV}$) энергетическая щель в одной из подполос, отличающихся направлением спинов электронов. Поэтому для них справедлива „классическая“ теория Стонера [7]. В настоящее время рассматриваемые сплавы интенсивно исследуются как экспериментальными методами [8–11], так и теоретически [10,12–14]. Наибольшее количество научных работ посвящено выяснению особенностей их магнитных

и электрических свойств, а также „первопринципным“ расчетам электронной зонной структуры. Несомненно, представляет интерес информация и о поведении других электронных свойств. В настоящее время, например, не достаточно исследованы гальваномагнитные свойства этих сплавов.

В частности, в работах [15,16] было показано, что в зонных ферромагнетиках X_2YZ при вариации компоненты Y , представленной $3d$ -металлами, не выполняется известная связь между коэффициентом аномального эффекта Холла и электросопротивлением $R_S \approx \rho_0^k$, где $k \leq 2$. Это соотношение выводится теоретически во всех известных моделях, учитывающих только механизмы рассеяния электронов проводимости ([15–18] и ссылки в них). В работах [15,16] было сделано предположение, что в исследованных системах ПМФ Co_2YAl и Fe_2YAl ($Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni}$) показатель $k > 2$ наблюдается из-за того, что при вариации $3d$ -компонента происходит существенное изменение параметров зонной структуры вблизи уровня Ферми E_F и, как следствие, — числа носителей тока. Это дает дополнительный вклад в кинетические характеристики таких зонных ферромагнетиков. Для проверки данного предположения целесообразно изучить поведение холловских констант в системе ПМФ, где варьируются не $3d$ -, а s - и p -элементы, которые

Температуры Кюри T_C , магнитные моменты, экспериментально полученные по выражению (1) μ_S и вычисленные согласно зонным расчетам $\mu_{\text{теор}}$, удельные электросопротивления ρ_0 , измеренные при $T = 4.2 \text{ K}$, концентрации n и подвижности μ холловских носителей, определенные по формуле (3). В скобках показаны основные типы носителей: e — электроны, h — дырки

Сплав	Co_2FeAl	Co_2FeSi	Co_2FeGa	Co_2FeGe	Co_2FeIn	Co_2FeSn	Co_2FeSb
T_C, K	1100 [1] 1170 [5]	1120 [5]	1100 [2]	—	—	—	—
$\mu_S, \mu_B/\text{f.u.}$	5.4	5.8	6.36	7.23	11.5	5.05	5.23
$\mu_{\text{теор}}, \mu_B/\text{f.u.}$	5.9 [1] 4.5 [5]	4.9–5.9 [5]	5.19 [2]	5.7–6 [6]	4.6–6 [4]	—	—
$\rho_0, \mu\Omega \cdot \text{cm}$	49.8	10	9.26	14.4	1.57	19.7	9.12
$n \cdot 10^{21}, \text{cm}^{-3}$	45.3 (e)	88.9 (h)	70.3 (e)	172.6 (h)	90.6 (e)	71.5 (e)	93.3 (e)
$\mu, \text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$	2.76	7.02	9.6	2.5	43.8	4.4	7.3

в меньшей степени будут изменять зонную структуру вблизи E_F . В качестве такой системы зонных ферромагнетиков могут служить сплавы Co_2FeZ .

2. Образцы и методики измерений

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования гальваномагнитных свойств серии сплавов Co_2FeZ (где $Z = \text{Al}, \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{In}, \text{Sn}, \text{Sb}$). При температуре жидкого гелия $T = 4.2 \text{ K}$ в магнитных полях $H \leq 100 \text{ kOe}$ проведены измерения сопротивления Холла $\rho_H(H)$ и удельного сопротивления $\rho(H)$. Определены их магнитные характеристики, необходимые при анализе гальваномагнитных свойств. Согласно электронным зонным расчетам [1–6], в случае атомного упорядочения в кристаллической структуре $L2_1$ все исследованные сплавы действительно относятся к классу полуметаллических ферромагнетиков.

Сплавы Co_2FeZ ($Z = \text{Al}, \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{In}, \text{Sn}, \text{Sb}$) были выплавлены по общепринятой методике в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона. Слитки переплавляли несколько раз, чтобы обеспечить равномерное перемешивание компонентов. Затем сплавы отжигали в течение 48 h при 800 K в атмосфере аргона с последующим охлаждением до комнатной температуры со скоростью $\sim 100 \text{ K/h}$ [19].

Атомное содержание элементов в сплавах контролировали с помощью сканирующего электронного микроскопа FEI Company Quanta 200, оснащенного приставкой рентгеновского микроанализа EDAX. Исследования показали, что для всех изученных сплавов отклонения от стехиометрического состава являются незначительными. Рентгеноструктурные исследования подтвердили, что во всех сплавах была сформирована структура $L2_1$. Структурную аттестацию исследованных сплавов проводили в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН и НОЦ „Нанотех“ УрФУ.

Измерения магнитных и гальваномагнитных свойств были выполнены в Атоминституте Технического универ-

ситета Вены (Австрия) на сверхпроводящем соленоиде (Oxford) и установке SQUID magnetometer MPMS XL7 (Quantum Design). Измерения полевых зависимостей $\rho_H(H)$ и $\rho(H)$ проводили общепринятым 4-контактным способом на постоянном токе. Контакты из медной проволоки приваривали к образцу точечной сваркой. Сопротивление Холла и поперечное магнитосопротивление определяли в результате четырех измерений, полученных при коммутациях тока и магнитного поля [20–22]. Исследованные образцы имели форму пластин размером порядка $0.5 \times 1.5 \times 5 \text{ mm}$. При этом вектор магнитного поля был направлен строго перпендикулярно плоскости пластин с точностью ± 2 градуса (или $\pm 2.5\%$), а электрический ток протекал вдоль наибольшей грани образца. Для контроля асимметрии холловских контактов были проведены измерения по 5-точечной схеме [23], чтобы скомпенсировать вклад от поперечного сопротивления. Оказалось, что данные, полученные с помощью пяти- и четырехконтактного методов, хорошо совпадают. Поэтому в дальнейшем использовали четырехконтактную методику. В такой же поперечной геометрии осуществляли измерения кривых намагничивания $M(H)$.

3. Магнитные свойства

Результаты измерений кривых намагничивания при $T = 4.2 \text{ K}$ и $H \leq 70 \text{ kOe}$ в сплавах Гейслера Co_2FeZ ($Z = \text{Al}, \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{In}, \text{Sn}, \text{Sb}$) приведены на рис. 1. Как видно, полевые зависимости намагниченности $M(H)$ всех образцов при $H > 20 \text{ kOe}$ приближаются к насыщению. В этой области магнитных полей практически заканчивается процесс технического намагничивания, и образцы переходят в однодоменное состояние. В случае зонной природы магнетизма рассматриваемых сплавов намагниченность будет определяться в основном перестройкой электронной зонной структуры в магнитном поле. Исходя из модели Стонера [7], высокополевая

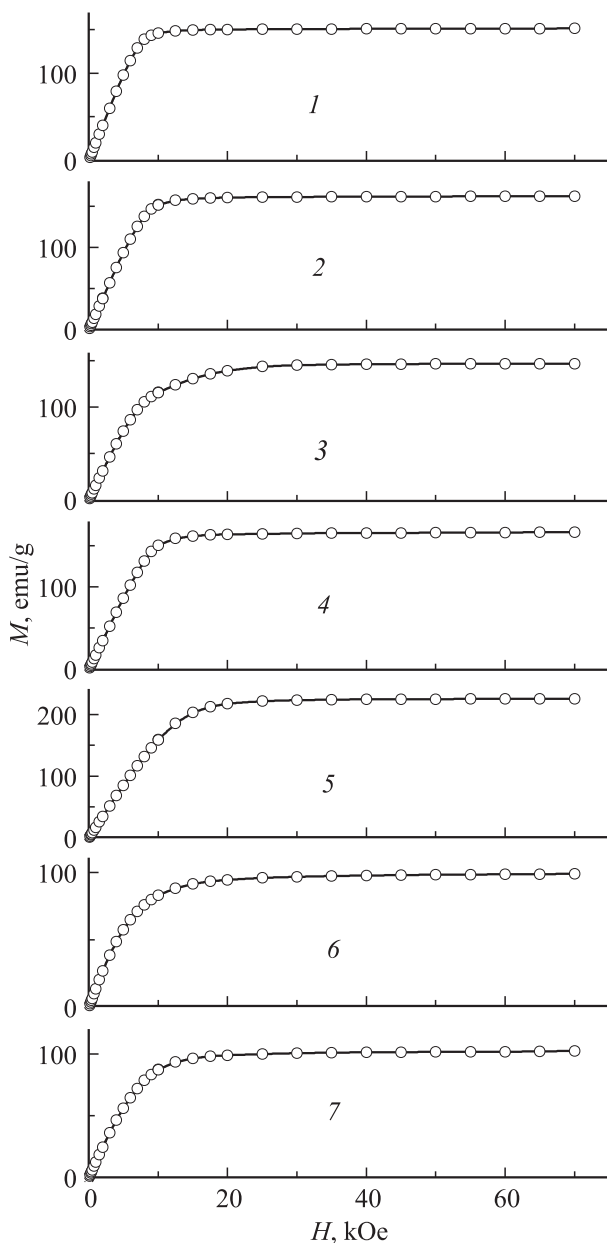


Рис. 1. Кривые намагничивания, полученные при $T = 4.2$ К для сплавов Гейслера Co_2FeZ : $Z = \text{Al}$ (1), Si (2), Ga (3), Ge (4), In (5), Sn (6), Sb (7).

намагниченность рассматриваемых зонных ферромагнетиков должна описываться соотношением

$$M^2 = M_S^2 + 2\chi M_0^2 \cdot H/M, \quad (1)$$

где M_S — спонтанная намагниченность, M_0 — намагниченность насыщения, χ — восприимчивость парапроцесса. На рис. 2 приведены зависимости M^2 от H/M в исследованных сплавах Co_2FeZ . Видно, что соотношение (1) действительно выполняется при $H > 20$ кОе для всех исследованных ПМФ.

Учитывая приведенные на рис. 2 результаты обработки экспериментальных данных $M(H)$ при $H > 20$ кОе

по выражению (1), мы вычислили величины спонтанных моментов μ_S (см. таблицу). Там же приводятся теоретические значения моментов $\mu_{\text{теор}}$, полученные в результате расчетов электронной зонной структуры сплавов в работах [1–6]. Видно, что значения μ_S и $\mu_{\text{теор}}$ для рассматриваемых сплавов близки друг к другу за исключением сплава Co_2FeIn . Там же приведены известные из литературных данных значения температур Кюри T_C [1,5], которые для этих сплавов составляют ~ 1100 К.

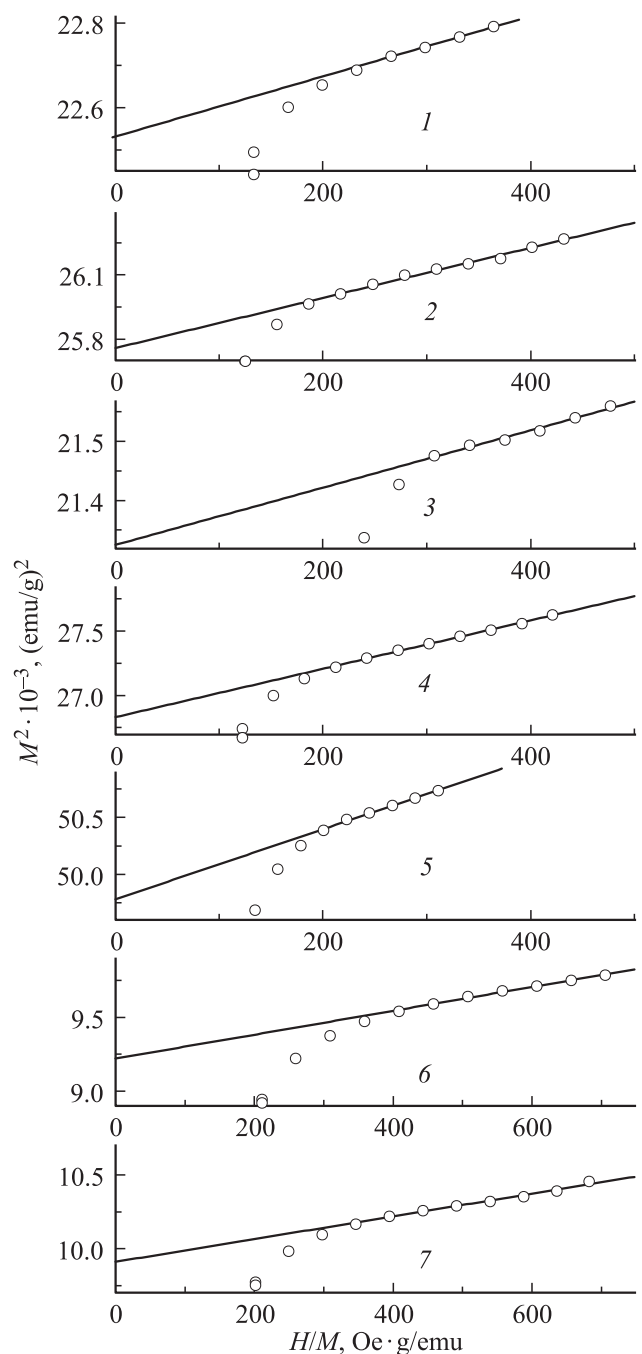


Рис. 2. Зависимости M^2 от H/M , полученные при $T = 4.2$ К для сплавов Гейслера Co_2FeZ : $Z = \text{Al}$ (1), Si (2), Ga (3), Ge (4), In (5), Sn (6), Sb (7).

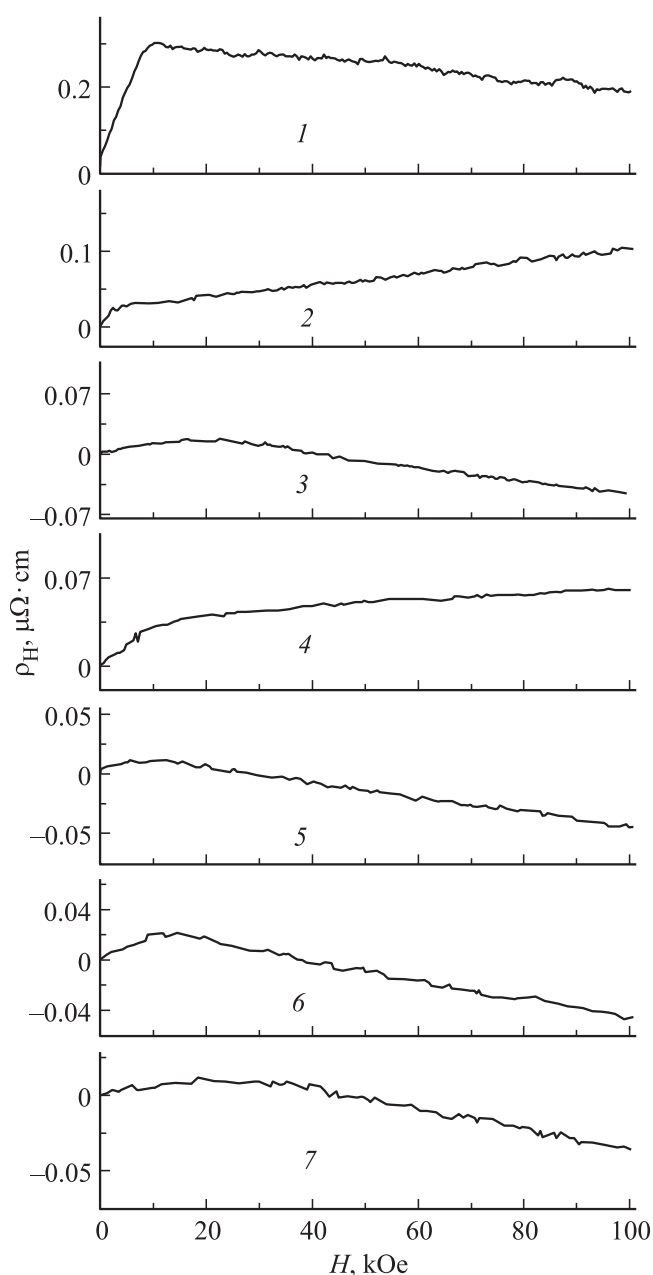


Рис. 3. Полевые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(H)$ сплавов Гейслера Co_2FeZ : $Z = Al$ (1), Si (2), Ga (3), Ge (4), In (5), Sn (6), Sb (7).

4. Эффект Холла

Результаты измерений полевых зависимостей холловского сопротивления $\rho_H(H)$, полученные для сплавов Co_2FeZ ($Z = Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb$) при температуре $T = 4.2$ К и $H \leq 70$ кОе, приведены на рис. 3. Видно, что общий вид зависимостей $\rho_H(H)$ аналогичен зависимостям кривых намагничивания $M(H)$ (рис. 1). На кривых $\rho_H(H)$ и $M(H)$ отчетливо выделяются два интервала магнитных полей: область технического намагничивания ($H < 20$ кОе), а при более высоких по-

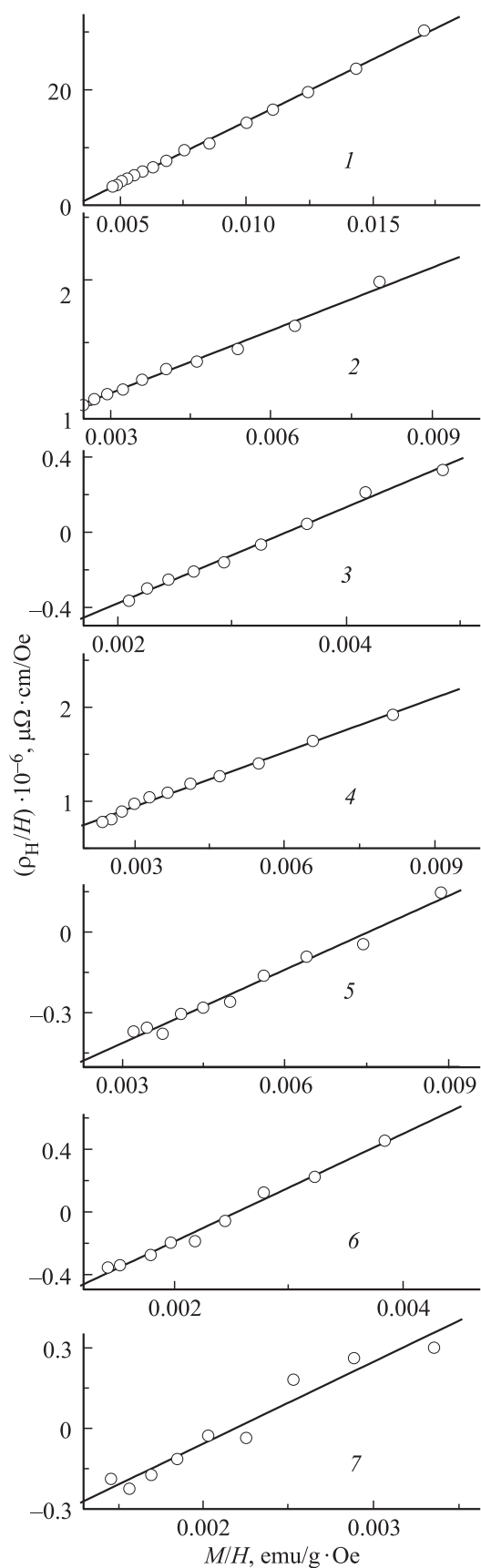


Рис. 4. Зависимости $\rho_H(H)$ от M/H для ферромагнитных сплавов Гейслера Co_2FeZ : $Z = Al$ (1), Si (2), Ga (3), Ge (4), In (5), Sn (6), Sb (7).

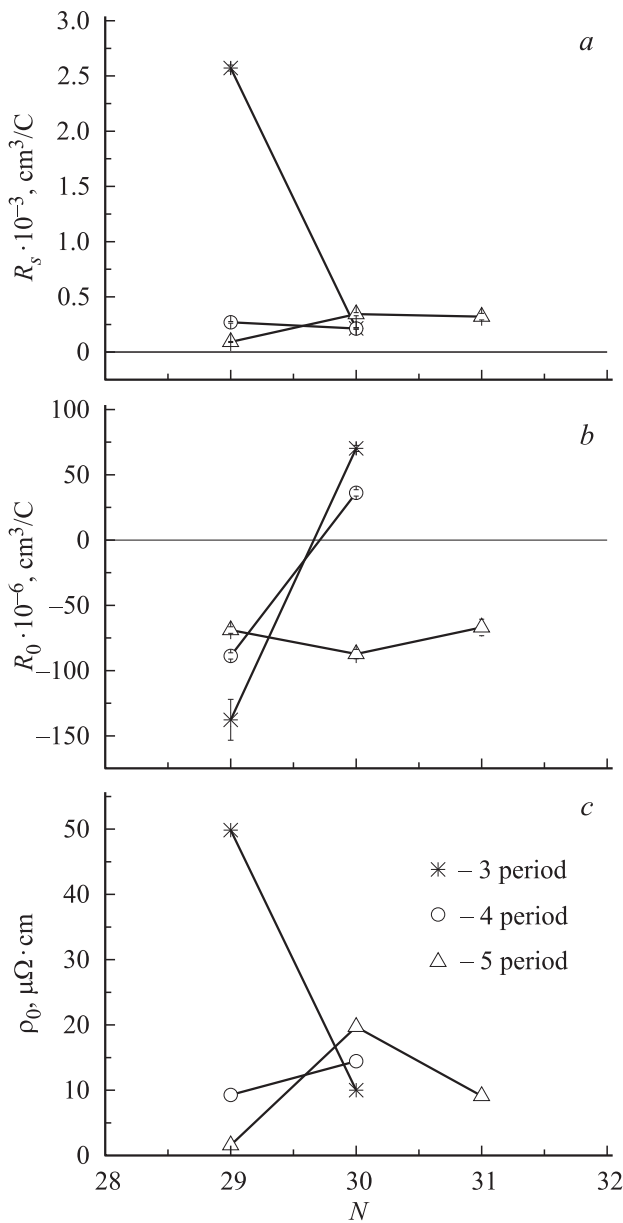


Рис. 5. Коэффициенты АЭХ R_S (a) и НЭХ R_0 (b), определенные по выражению (2), остаточное электросопротивление ρ_0 (c) в зависимости от числа валентных электронов N для сплавов Гейслера Co_2FeZ : $Z = \text{Al, Si} (*)$; $\text{Ga, Ge} (o)$; $\text{In, Sn, Sb} (\Delta)$. Линиями соединены значения коэффициентов R_S, R_0 и ρ_0 для сплавов с элементами Z одного периода Периодической таблицы Менделеева.

лях — область парапроцесса. Аналогичное поведение зависимостей $\rho_H(H)$ и $M(H)$ наблюдалось нами ранее при исследовании гальваномагнитных свойств в других системах ПМФ: Fe_2YZ [15] и Co_2YAl (где $Y = \text{Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni}$) [16].

Для получения информации об особенностях электронной зонной структуры и механизмах рассеяния электронов проводимости в рассматриваемой системе ПМФ по результатам измерений сопротивления Холла

и кривых намагничивания необходимо определить величины нормального R_0 и аномального R_S коэффициентов Холла. Учитывая тот факт, что в исследованных ПМФ отсутствуют эффект насыщения и линейная зависимость кривых $\rho_H(H)$ и $M(H)$ даже в сильных магнитных полях, мы использовали подход, предложенный в работах [15,16]. Коэффициенты R_0 и R_S определяли в результате анализа зависимостей $\rho_H(H)$ и $M(H)$ в области парапроцесса с помощью выражения

$$\rho_H/H = R_0 + 4\pi R_S^* \cdot M/H, \quad (2)$$

где $R_S^* = R_S + (1 - N)R_0$. Эта формула справедлива при условии, что поле магнитной индукции $B = H + 4\pi M(1 - N)$, где $N \leq 1$ — размагничивающий фактор образца, а намагниченность $M = M_S + \chi H$ при $\chi \ll 1$.

Первый член в выражении (2) описывает нормальный эффект Холла (НЭХ). Он обусловлен действием силы Лоренца на движение электронов проводимости в поле магнитной индукции B и в однозонном приближении не зависит от механизмов рассеяния носителей тока. Второй член в этом выражении определяется так называемым аномальным эффектом Холла (АЭХ), который обычно связывают с наличием в ферромагнитных металлах спин-орбитального взаимодействия (СОВ). В отличие от нормального эффекта Холла АЭХ зависит прежде всего от взаимодействия носителей тока с неоднородностями кристаллической решетки ферромагнетика (примесями и фононами) и с магнитными рассеивающими центрами [17,18].

На рис. 4 видно, что в пределе сильных магнитных полей ($H > 20$ кОе) для $\rho_H(H)$ и $M(H)$ всех исследованных ПМФ справедливо соотношение (2). При этом мы получаем значения коэффициентов НЭХ R_0 и АЭХ R_S^* . Обычно в ферромагнитных сплавах, как и в рассматриваемом случае, коэффициент R_S по величине превосходит R_0 на два или даже на три порядка. Размагничивающий фактор исследованных образцов составляет $0.6 < N \leq 1$. Поэтому с большой долей достоверности можно считать, что $R_S^* \approx R_S$. При используемом способе определения холловских коэффициентов наибольшая погрешность возникает для коэффициента R_0 . Однако, как это видно на рис. 5, она не превышает 10%.

4.1. Нормальный эффект Холла. Известно [17], что коэффициент нормального эффекта Холла R_0 в однозонной модели характеризуется числом n носителей тока в единице объема образца

$$R_0 = \frac{1}{nec}, \quad (3)$$

где c — скорость света, e — заряд носителя тока. В этой модели можно определить только основной тип носителей тока и оценить их концентрацию в сплаве.

При учете двух типов носителей [электронов (e) и дырок (h)] НЭХ будет определяться не только типом

и числом (n_e и n_h) носителей, но и их подвижностью (μ_e и μ_h). Соответственно

$$R_0 = 1/ec(n_h\mu_h^2 - n_e\mu_e^2)/(n_h\mu_h + n_e\mu_e)^2. \quad (4)$$

Поскольку в настоящее время отсутствуют надежные данные о поверхностях Ферми (ПФ) исследуемых в данной работе сплавов, то в этом приближении можно проследить только за качественными изменениями электронных характеристик при переходе от одного сплава к другому.

Как видно на рис. 5, исследованные ПМФ имеют коэффициенты R_0 , обычные для $3d$ -металлов [17]. В сплавах Co_2FeZ , где Z — s - и p -элементы третьего и четвертого периодов таблицы Менделеева, с ростом числа валентных электронов N наблюдается изменение знака коэффициента R_0 . Следовательно, в этих сплавах в зависимости от числа N происходит смена основного типа носителей заряда. Наоборот, все исследованные сплавы с элементами Z из пятого периода имеют отрицательные значения R_0 , а, следовательно, в них носителями тока преимущественно являются электроны. Используя выражение (3), можно оценить концентрацию носителей тока n . В свою очередь, зная величину остаточного электросопротивления ρ_0 , определенную при $T = 4.2$ К, можно оценить холловскую подвижность носителей тока $\mu = R_0/\rho_0$. Полученные таким способом значения n , μ и ρ_0 исследованных ПМФ приведены в таблице. Видно, что их величины [$n \geq 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\mu \approx 2-44 \text{ см}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, $\rho_0 \approx 2-50 \mu\Omega \cdot \text{см}$] типичны для металлов. Все измерения в данной работе были выполнены на поликристаллических образцах. Поэтому полученные оценки концентраций носителей заряда и их подвижностей носят качественный характер.

4.2. Аномальный эффект Холла. Значения коэффициентов АЭХ R_S , полученные в результате анализа зависимостей $\rho_H(H)$ и $M(H)$ для исследованных зонных ферромагнетиков Co_2FeZ по соотношению (2), представлены на рис. 5. Видно, что коэффициенты R_S для всех образцов на два-три порядка превосходят коэффициенты R_0 . Кроме того, для большинства сплавов знак коэффициента R_S противоположен знаку коэффициента R_0 , что, по-видимому, обусловлено отрицательным знаком константы спин-орбитального взаимодействия (СОВ) λ_{eff} .

Известно (см. [17,18] и ссылки в них), что в многочисленных современных теориях АЭХ ферромагнитных металлов связь между коэффициентом R_S и удельным сопротивлением ρ описывается соотношением

$$R_S \approx \lambda_{eff} \cdot \frac{\rho^k}{M_S}, \quad (5)$$

где k — показатель степени, величина которого зависит от механизма рассеяния носителей тока. Обычно $k = 1-2$. Квадратичная зависимость коэффициента R_S от сопротивления имеет место при наличии собственного СОВ (взаимодействия спина электрона со своим же

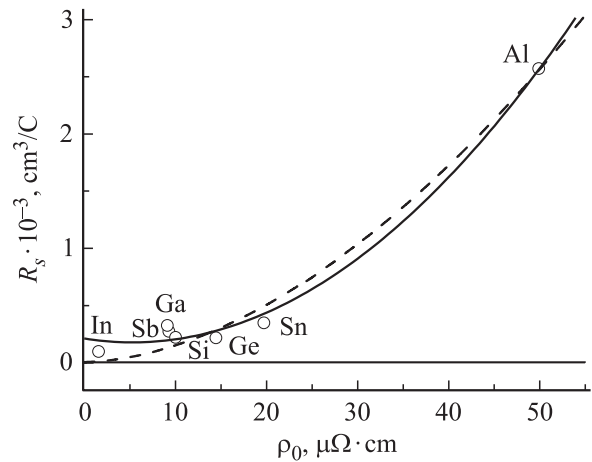


Рис. 6. Зависимость коэффициента АЭХ R_S от остаточного электросопротивления ρ_0 для ферромагнитных сплавов Гейслера Co_2FeZ : $Z = Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb$. Штриховой линией показаны результаты обработки экспериментальных данных зависимостью $R_S = \alpha\rho_0^{1.78}$, сплошной — $R_S = \beta\rho_0 + \gamma\rho_0^2$.

орбитальным движением) или несобственного СОВ (взаимодействия спина электрона с орбитальным движением другого электрона), а также в случае механизма бокового смещения, т.е. скачкообразного изменения траектории движения электрона при рассеянии на примеси. При анализе АЭХ обычно рассматривается также механизм асимметричного рассеяния, когда при наличии собственного или несобственного СОВ вероятность рассеяния электрона налево или направо от его направления движения считается зависящей от направления спина. При слабом рассеянии электронов на примесях и $T = 0$ К механизм асимметричного рассеяния дает комбинацию линейного и квадратичного вкладов в зависимость коэффициента R_S от ρ_0 . В случае сильного рассеяния в концентрированных сплавах такая зависимость не имеет места.

Как видно на рис. 6, для всех исследованных сплавов, имеющих одинаковую кристаллическую структуру $L2_1$, коэффициенты R_S , полученные, как и значения ρ_0 , при температуре 4.2 К, подчиняются зависимости (5) с показателем степени $k = 1.78$. С той же степенью достоверности они описываются комбинацией линейного и квадратичного вкладов, характерной для случая с определяющей ролью механизма асимметричного рассеяния. Отсюда следует, что в данном случае для системы ПМФ Co_2FeZ , где Z — s - и p -элементы, дополнительный вклад в АЭХ, обусловленный изменением числа носителей тока практически отсутствует из-за слабого изменения параметров электронного спектра на E_F . В этой системе сплавов изменение как R_S , так и ρ_0 в зависимости от компонента Z обусловлено только механизмами рассеяния. Сравнение полученных результатов исследования АЭХ в системе ПМФ Co_2FeZ , где переменными являются s - и p -элементы, с экспериментальными данными для систем Fe_2YAl [15] и Co_2YAl [16], в которых ва-

рируется $3d$ -компонента, подтверждает предложенную в работах [17,18] точку зрения о необходимости учета дополнительного вклада в АЭХ ПМФ, обусловленного изменением числа носителей тока.

5. Магнитосопротивление

Результаты измерений полевых зависимостей поперечного магнитосопротивления (МС) $[\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0) = \Delta\rho/\rho_0(H)$, полученные в геометрии взаимно перпендикулярных направлений векторов магнитного поля и электрического тока, приведены на рис. 7. Видно, что для всех исследованных сплавов МС по величине не превышает нескольких процентов и имеет для разных образцов как отрицательный, так и положительный знаки. В полях выше технического насыщения (в нашем случае при $H \geq 20$ кОе) наблюдается слабая зависимость $\Delta\rho/\rho_0(H)$, которая описывается известным для металлических ферромагнетиков эмпирическим выражением [17]:

$$\Delta\rho/\rho_0 = a[M_3^2 - M^2(H)] = a_0 - a_1(\chi H) - a_2(\chi H)^2, \quad (6)$$

где a, a_0, a_1, a_2 — численные коэффициенты.

На рис. 7 сплошными линиями показаны результаты обработки экспериментальных данных, полученных в области парапроцесса, согласно формуле (6), которые подтверждают справедливость такого приближения. Присутствие $\Delta\rho/\rho_0$ -эффекта в нулевом магнитном поле отмечалось ранее практически для всех ферромагнитных металлов и связывалось с многодоменностью образцов [17]. В области технического намагничивания из-за произвольного направления векторов спонтанной намагниченности отдельных доменов относительно направления внешнего поля в эксперименте всегда наблюдается сумма продольного и поперечного эффектов МС. Поэтому при обработке результатов измерений, полученных в области парапроцесса согласно уравнению (6), как правило, выделяется спонтанный эффект произвольного знака.

На рис. 7 видно, что в зависимости $\Delta\rho/\rho_0(H)$ всех исследованных ПМФ существенную роль играет член выражения (6), линейный по магнитному полю. При этом для многих образцов он имеет положительный знак. Положительный линейный вклад в поперечном МС естественно связать с „линейным законом Капицы“, когда в поликристаллических образцах проявляются тонкие особенности поверхности Ферми. Известно (см. [24] и ссылки в ней), что линейный закон Капицы выполняется, если МС измеряется на участке между двумя квадратичными зависимостями, справедливыми в „слабых“ и „сильных“ эффективных полях, или между квадратичной зависимостью для замкнутого участка ПФ и насыщением при открытом участке ПФ.

Квадратичный по магнитному полю вклад в поперечное МС $\Delta\rho/\rho_0(H)$ во всех исследованных сплавах не существен по величине и имеет разные знаки. Очевидно,

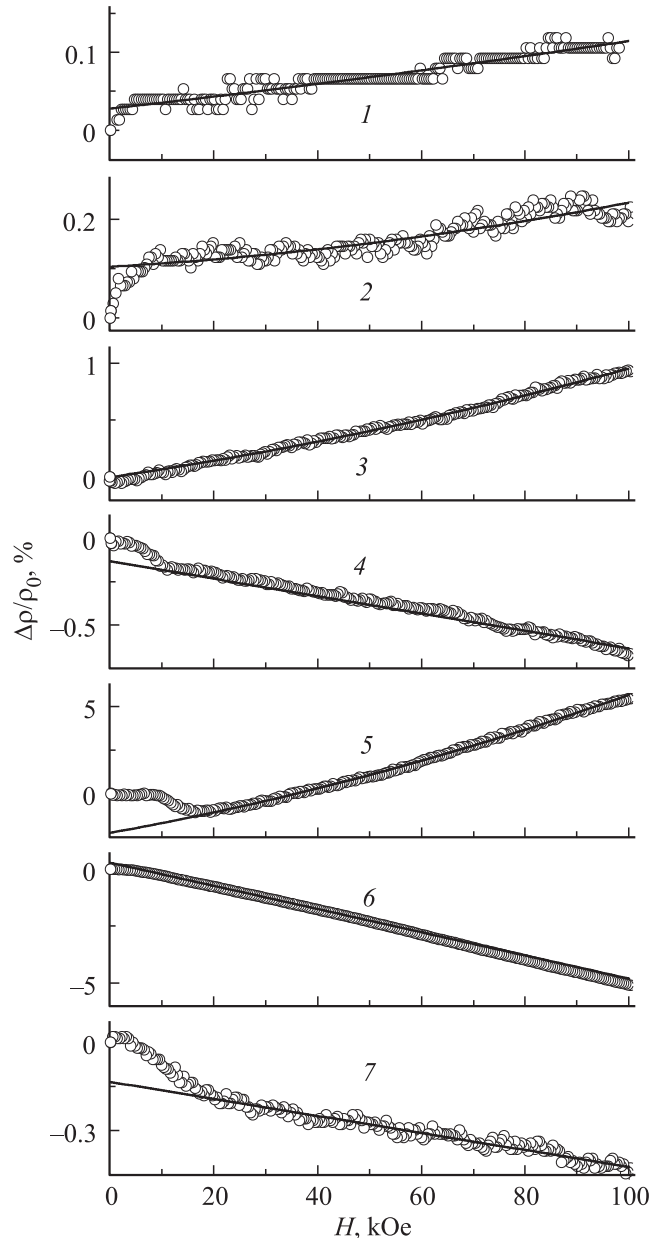


Рис. 7. Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0(H)$ сплавов Гейслера Co_2FeZ : $Z = \text{Al}$ (1), Si (2), Ga (3), Ge (4), In (5), Sn (6), Sb (7). Сплошные линии — результат обработки экспериментальных данных, полученных в области парапроцесса, согласно выражению (6).

что это обусловлено конкуренцией его „магнитной“ и „электронной“ составляющих.

6. Заключение

Таким образом, проведенные исследования показывают, что в сильных магнитных полях ($H \geq 20$ кОе) намагниченность сплавов Гейслера Co_2FeZ ($Z = \text{Al}, \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{In}, \text{Si}, \text{Sn}, \text{Sb}$) описывается в рамках приближения Стонера [7]. При этом достаточно большие величины

моментов насыщения μ_S , полученные из экспериментальных данных $M(H)$, близки к расчетным значениям магнитного момента μ_{teor} рассматриваемых сплавов за исключением сплава Co_2FeIn .

Коэффициент НЭХ R_0 для большинства сплавов является отрицательным и по абсолютной величине на два-три порядка меньше коэффициента АЭХ R_S . Коэффициент R_S для всех исследованных сплавов имеет положительный знак. Противоположные знаки коэффициентов R_0 и R_S могут быть обусловлены отрицательным значением константы СОВ λ_{eff} . В системе исследованных ПМФ Co_2FeZ константа R_S является комбинацией линейного и квадратичного вкладов электросопротивления, что характерно для случая с определяющей ролью механизма асимметричного рассеяния носителей тока. Сравнение полученных результатов исследования АЭХ в системе ПМФ Co_2FeZ , где переменными являются s -, p -элементы, с экспериментальными данными для систем Fe_2YAl [15] и Co_2YAl [16], в которых варьируется $3d$ -компонента, подтверждает предложенную в работах [17,18] точку зрения о необходимости учета дополнительного вклада в АЭХ полуметаллических ферромагнетиков, связанного с изменением числа носителей тока.

Магнитосопротивление всех сплавов не превышает единиц процентов. Зависимости $\Delta\rho/\rho_0(H)$ в области парапроцесса описываются известным феноменологическим соотношением (6). При этом член, линейный по полю, имеет для разных сплавов отрицательный или положительный знак, что является следствием конкуренции упорядочения магнитных неоднородностей в поле и влияния особенностей поверхности Ферми на величину МС в поликристаллических образцах, приводящих к выполнению „линейного закона Капицы“.

Список литературы

- [1] H.C. Kandpal, G.H. Fecher, C. Felser. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 1507 (2007).
- [2] D.A. Kukusta, V.N. Antonova, A.N. Yaresko. *Low Temp. Phys.* **37**, 684 (2011).
- [3] R. Farshchi, M. Ramsteiner. *J. Appl. Phys.* **113**, 191101 (2013).
- [4] M.El Amine Monir, R. Khenata, H. Baltache, G. Murtaza, M.S. Abu-Jafar, A. Bouhemadou, S. Bin Omranf, D. Rachedg. *JMMM* **394**, 404 (2015).
- [5] B. Balke, S. Wurmehl, G.H. Fecher, C. Felser, J. Kubler. *Sci. Technol. Adv. Mater.* **9**, 014102 (2008).
- [6] N.V. Uvarov, Y.V. Kudryavtsev, A.F. Kravets, A.Ya. Vovk, R.P. Borges, M. Godinho, V. Korenivski. *J Appl. Phys.* **112**, 063909 (2012).
- [7] E.S. Stoner. *Proc. Roy. Soc. A* **165**, 372 (1938); **A 169**, 339 (1939).
- [8] K.A. Fomina, V.V. Marchenkov, E.I. Shreder, H.W. Weber. *Solid State Phenom.* **168–169**, 545 (2011).
- [9] V.V. Marchenkov, N.I. Kourov, K.A. Belozerova, S.M. Emelyanova, V.P. Dyakina, E.B. Marchenkova, M. Eisterer, H.W. Weber. *J. Phys. Conf. Ser.* **568**, 052019 (2014).
- [10] Е.И. Шредер, А.В. Лукоянов, В.В. Марченков. *ФТТ* **58**, 158 (2016).
- [11] Н.И. Коуров, В.В. Марченков, Ю.А. Перевозчикова, Н.В. Вебер. *ФТТ* **59**, 878 (2017).
- [12] Xingfeng Zhu, Yafei Dai, Chenglin Luo. *JMMM* **398**, 7 (2016).
- [13] N. Gonzalez Szwacki, J.A. Majewski. *JMMM* **409**, 62 (2016).
- [14] R. Mohankumar, S. Ramasubramanian, M. Rajagopalan, M. Manivel Raja, S.V. Kamat, J. Kumar. *Comp. Mater. Sci.* **109**, 34 (2015).
- [15] Н.И. Коуров, В.В. Марченков, К.А. Белозерова, Х.В. Вебер. *ЖЭТФ* **148**, 966 (2015).
- [16] Н.И. Коуров, В.В. Марченков, Ю.А. Перевозчикова, Х.В. Вебер. *ФТТ* **59**, 63 (2017).
- [17] В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин. *Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d - и f -металлах и их соединениях*. Изд-во УрО РАН, Екатеринбург (2004). 472 с.
- [18] А.Б. Грановский, В.Н. Прудников, А.П. Казаков, А.П. Жуков, И.С. Дубенко. *ЖЭТФ* **142**, 916 (2012).
- [19] N.I. Kourov, V.V. Marchenkov, A.V. Korolev, K.A. Belozerova, H.W. Weber. *Curr. Appl. Phys.* **15**, 839 (2015).
- [20] Н.В. Волкенштейн, М. Глиньски, В.В. Марченков, В.Е. Старцев, А.Н. Черепанов. *ЖЭТФ* **95**, 2103 (1989).
- [21] A.N. Cherepanov, V.V. Marchenkov, V.E. Startsev, N.V. Volkenshtein. *J. Low Temp. Phys.* **80**, 135 (1990).
- [22] V.V. Marchenkov, A.N. Cherepanov, V.E. Startsev, C. Czurda, H.W. Weber. *J. Low. Temp. Phys.* **98**, 425 (1995).
- [23] Н.В. Волкенштейн, В.В. Марченков, В.Е. Старцев, А.Н. Черепанов. М. Глиньски. *Письма в ЖЭТФ* **41**, 376 (1985).
- [24] И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов. *Электронная теория металлов*. Наука, М. (1971). 415 с.