

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ КОБАЛЬТА НА МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ МОНОСИЛИЦИДА ЖЕЛЕЗА

Г. С. Патрин^{a,b*}, В. В. Белецкий^b, Д. А. Великанов^a, Н. В. Волков^a, Г. Ю. Юркин^a

^a Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия

^b Институт инженерной физики и радиоэлектроники Сибирского федерального университета
660041, Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 14 апреля 2010 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований кристаллов $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ в примесном пределе. Содержание примеси было $x = 0.001, 0.005$ и 0.01 . Проведены температурные и полевые изучения магнитной восприимчивости. Из экспериментальных данных следует, что введение примесей кобальта ведет к изменению энергетической структуры, что наиболее ярко проявляется в изменении электрических свойств. Выполнены температурные, полевые и концентрационные измерения электросопротивления. Полученные результаты интерпретируются в рамках модели Кондо.

1. ВВЕДЕНИЕ

Кристаллы моносилцидов $3d$ -металлов обладают разнообразными физическими свойствами [1]. Известно, что фаза ϵ -FeSi со структурой B20 в системе железо–кремний существует в узкой области в окрестности эквиатомного состава. На рис. 1 *a* приведена элементарная ячейка структуры этой фазы FeSi, а также фрагмент в виде кластера с центральным атомом железа в ближайшем окружении атомов кремния [2]. В ряду $3d$ -металлов выделяются моносилциды железа и кобальта. Для первых характерно то, что при повышении температуры удельное электрическое сопротивление ρ сначала монотонно уменьшается примерно на четыре порядка, достигая минимума в районе $T \approx 300$ К (при этом зависимость $\rho(T)$ не описывается простой термоактивационной зависимостью), и далее с ростом температуры медленно повышается. По этому признаку кристалл FeSi относят либо к классу кондо-соединений [3], либо к материалу, показывающему переход полупроводник–металл [4]. В магнитном отношении этот материал не укладывается в традиционную схему поведения известных магнетиков. Магнитная восприимчивость ($\chi \sim 10^{-6}$ – 10^{-4}) при повышении температу-

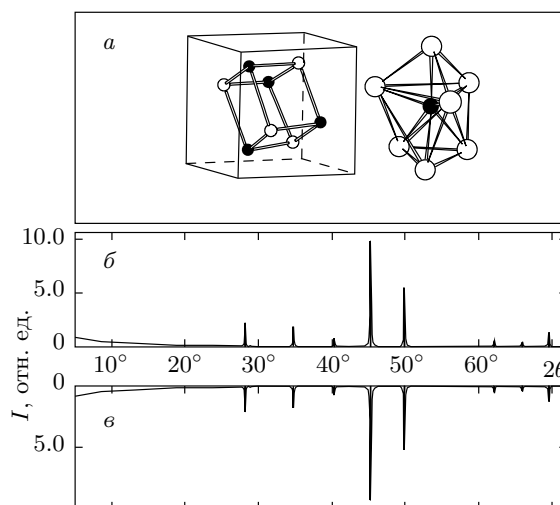


Рис. 1. *a*) Элементарная ячейка кристалла FeSi и фрагмент структуры с центральным атомом железа (•) в окружении атомов кремния (○), *б*) дифрактограмма кристалла $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ ($x = 0.02$), *в*) дифрактограмма эталонного номинально чистого образца FeSi

ры до $T \approx 90$ К сначала уменьшается, а затем значительно увеличивается, достигая максимума при $T \approx 500$ К [5]. Такое поведение связывается с образо-

*E-mail: patrin@iph.krasn.ru

ванием железных кластеров (из-за нестехиометрии) и их суперпарамагнитным поведением при низких температурах [6, 7], а высокотемпературные зависимости объясняются термоиндуцированным переходом электронов в конфигурации d^4 из состояния e_{2g}^4 ($S = 0$) в состояние $e_{2g}^3 t_{2g}^1$ ($S = 1$) [8]. В случае кристалла CoSi температурная зависимость электросопротивления соответствует металлическому характеру проводимости. Величина ρ зависит от стехиометрии кристалла и его чистоты и находится в пределах $1.4 \cdot 10^{-4}$ – $2.8 \cdot 10^{-4}$ Ом·см при $T = 300$ К [1], слабо возрастающая при повышении температуры. По магнитным свойствам стехиометричные качественные кристаллы моносилицида кобальта относят к диамагнетикам [1, 9]. Отклонение от идеальности приводит к возникновению слабого парамагнетизма. Однако при добавлении всего нескольких процентов кобальта в моносилицид железа возникают признаки магнитного порядка ферромагнитного типа и металлический тип проводимости. Этот момент является, пожалуй, самым интригующим в формировании магнитных и электрических свойств смешанных кристаллов $Fe_{1-x}Co_xSi$. Однако до сих пор нет ясного понимания механизмов, определяющих свойства как номинально чистых кристаллов моносилицидов железа и кобальта, так и смешанных кристаллов и, в частности, причин, приводящих к образованию магнитного порядка.

В настоящей работе мы предприняли попытку исследовать изменение магнитных свойств и проводимости в смешанных кристаллах $Fe_{1-x}Co_xSi$ в примесном пределе.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Кристаллы $Fe_{1-x}Co_xSi$ были синтезированы, как описано в работе [7]. Поликристаллические образцы получались путем охлаждения расплава со скоростью 3 К/ч. Предварительно смесь железа, кобальта и кремния в нужном соотношении тщательно перетиралась, а затем нагревалась до нужной температуры и выдерживалась при этой температуре в течение 5 ч. После охлаждения полученное вещество вновь перетиралось и вся процедура повторялась. Проводилось три-четыре цикла. Содержание кобальта определялось рентгенофлуоресцентным методом и составляло $x = 0.001, 0.005, 0.01$. Рентгенографические измерения проводились на нескольких образцах, взятых из разных областей тигля. Для всех синтезированных составов данные разных рентгеновских измерений совпадали. Маг-

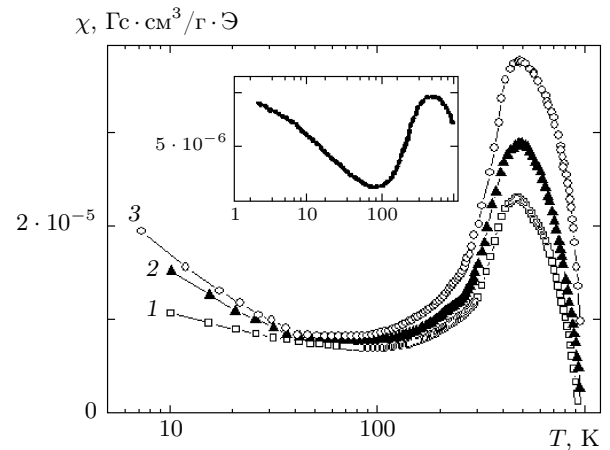


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости для кристаллов $Fe_{1-x}Co_xSi$: 1 — $x = 0.001$, 2 — $x = 0.005$, 3 — $x = 0.01$. На вставке — зависимость магнитной восприимчивости для номинально чистого кристалла FeSi

нитные измерения проводились при низких температурах ($T = 4.2$ – 300 К) на СКВИД-магнитометре и при высоких температурах ($T = 250$ – 950 К) на вибрационном магнитометре, зависимости электросопротивления были получены четырехзондовым методом. Для более яркого выявления особенностей на графиках температурных зависимостей шкала температуры дана в логарифмическом масштабе.

По рентгеновским данным как номинально чистые кристаллы, так и легированные ионами кобальта имеют идентичную структуру, о чем свидетельствуют спектры, приведенные на рис. 1б,в, и соответствуют фазе ϵ -FeSi со структурой B20 [10].

При введении примесных ионов кобальта в малых количествах качественный характер температурного поведения магнитной восприимчивости практически не меняется (рис. 2). Однако абсолютная величина ρ растет с увеличением концентрации ионов кобальта. За точку отсчета можно принять разность восприимчивостей легированного и номинально чистого кристаллов в районе абсолютного минимума восприимчивости при $T \sim 90$ К. При этом наблюдаемый рост восприимчивости различен в низкотемпературной и высокотемпературной областях. Как видно на рис. 2, величина высокотемпературного максимума при увеличении концентрации примесей растет сильнее, чем величина восприимчивости в низкотемпературной области и заметно больше, чем у номинально чистого кристалла (см. вставку на рис. 2).

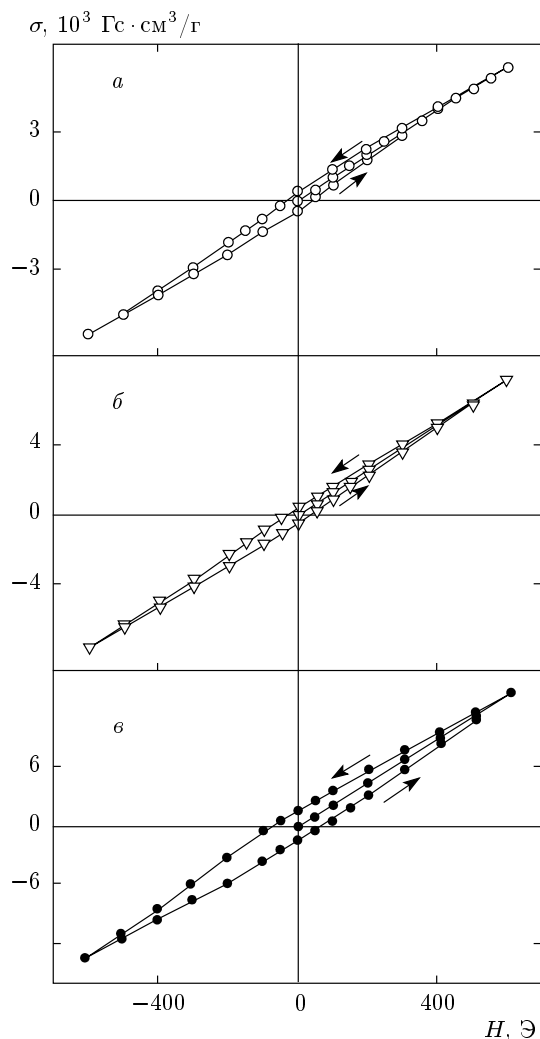


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности кристаллов $Fe_{1-x}Co_xSi$: а — $x = 0.001$, б — $x = 0.005$, в — $x = 0.01$; $T = 4.2$ К

Полевые зависимости намагниченности в области низких температур в малых магнитных полях имеют вид, приведенный на рис. 3. Видно, что при исследованных концентрациях зависимость $M(H)$ имеет практически линейный вид, показывая слабый гистерезис при обращении магнитного поля, ширина которого увеличивается по мере увеличения концентрации примесей. Тангенс угла наклона кривых намагничивания растет с увеличением концентрации. При комнатных температурах зависимости $M(H)$ для концентраций $x = 0.001$ и 0.005 являются линейными, а для $x = 0.01$ в полях $H < 5$ кЭ наблюдается нелинейность, асимптотически переходящая в прямую линию (рис. 4). Однако в данном случае гистерезис практически отсутствует.

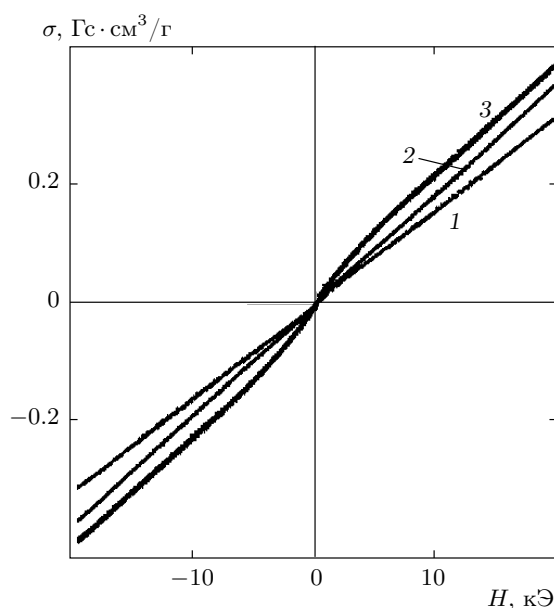


Рис. 4. Полевые зависимости намагниченности кристаллов $Fe_{1-x}Co_xSi$: 1 — $x = 0.001$, 2 — $x = 0.005$, 3 — $x = 0.01$; $T = 300$ К

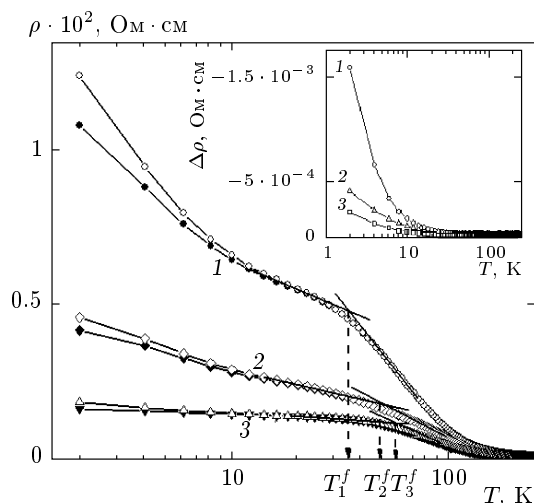


Рис. 5. Температурные зависимости удельного электросопротивления образцов $Fe_{1-x}Co_xSi$: 1 — $x = 0.001$, 2 — $x = 0.005$, 3 — $x = 0.01$. Светлые символы — $H = 0.6$ Э, темные — $H = 5000$ Э. На вставке — магнито-зависимый вклад $\Delta\rho(T) = \rho(H = 5000) - \rho(H = 0)$

Электрические свойства примесных кристаллов также заметно меняются. На рис. 5 представлены температурные зависимости удельного электросопротивления кристаллов $Fe_{1-x}Co_xSi$. Видно, что в низкотемпературной области наблюдаются два

участка различной зависимости. Для всех кристаллов наблюдается особенность типа «ступенька» в поведении $\rho(T)$. Введение ионов кобальта ведет к уменьшению электросопротивления в целом и более выраженному проявлению именно этой особенности. Включение магнитного поля ведет к уменьшению электросопротивления. На вставке рис. 5 приведены температурные зависимости магнитоиндуцированной добавки $\Delta\rho$, определяемой как $\Delta\rho = \rho(H) - \rho(0)$. При увеличении концентрации примеси чувствительность к магнитному полю падает. Рисунок 6 иллюстрирует поведение электросопротивления в зависимости от величины внешнего магнитного поля при разных температурах. При низких температурах наблюдается слабая зависимость квадратичного типа от магнитного поля, которая тем слабее, чем больше концентрация примеси. При увеличении температуры зависимость от магнитного поля уменьшается и при $T \geq 15$ К она практически отсутствует.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Магнитные свойства

Прежде всего, заметим, что для образцов номинально чистых кристаллов FeSi разных серий наблюдается разброс экспериментальных данных магнитных измерений в пределах, не превышающих 5% как для поликристаллических образцов, так и для монокристаллов [7]. Именно это обстоятельство послужило одним из аргументов в пользу примесного механизма для низкотемпературного поведения намагниченности кристаллов FeSi, возникающего из-за нестехиометрии [6, 7]. Такой же подход применялся при рассмотрении физических свойств кристаллов моносилцида железа, легированных редкоземельными ионами диспрозия [11]. При определении числа атомов n в кластере мы использовали результаты работы [12], где проведен расчет магнитных свойств кластеров железа в зависимости от числа частиц. Из расчета следует, что при увеличении размеров кластера магнитный момент, приходящийся на один атом, растет и для кластеров размером в 15 атомов и более на каждый атом железа фактически приходится около $m_{Fe} = 3\mu_B$, как у объемного железа. В случае легирования кристалла FeSi ионами кобальта вплоть до полного замещения железа на кобальт не происходит изменения кристаллической структуры. При малых концентрациях примеси ионы кобальта либо могут занять позиции, принадлежащие железу, либо из-за нестехиометрии — позиции, где должен находиться

Таблица

Содержание кобальта	Магнитный момент кластера m , 10^{-18} Гс	Число кластеров N , 10^{15} см $^{-3}$
$x = 0.001$	1.85	6.6
$x = 0.005$	2.2	7.3
$x = 0.01$	2.3	8.5
$M_{Fe-Co} = 2.95 \cdot 10^{-3}$ Гс		

кремний. Ранее методом ЯМР было показано [13], что в кристаллах $Fe_{1-x}Co_xSi$ ион кобальта приобретает магнитный момент, когда ближайшим соседом иона Co является один или несколько ионов железа, в противном случае ион кобальта остается немагнитным. Также известно [14], что при исследованных концентрациях примеси металлический железо-кобальтовый сплав имеет объемноцентрированную кубическую структуру и при $x \leq 0.3$ намагниченность сплава, так же как и парциальные намагниченности подсистем железа и кобальта, растут. Так что увеличение магнитной восприимчивости в кристаллах $Fe_{1-x}Co_xSi$ по-видимому связано с образованием Fe-Co-комплексов. В этом случае суммарный магнитный момент будет содержать два вклада:

$$M(H, T) = mN\{\text{cth}(mH/k_B T) - k_B T/mH\} + M_{Fe-Co}, \quad (1)$$

где слагаемое в фигурных скобках представляет вклад подсистемы суперпарамагнитных железных кластеров [7], как и ранее возникающих из-за нестехиометрии (m — магнитный момент кластера, N — число кластеров), а последнее слагаемое есть вклад от комплексов, содержащих ионы кобальта. Подгонка низкотемпературной части экспериментальных кривых восприимчивости ($\chi = M/H$) на рис. 2 с моделированием намагниченности по формуле (1) дает удовлетворительное согласие при значениях величин, приведенных в таблице. Сравнение этих данных с аналогичными данными, полученными ранее [7], показывает, что магнитный момент железного кластера в исследованных поликристаллах примерно равен тому, что наблюдается в монокристаллах FeSi ($m \approx 2.13 \cdot 10^{-18}$ Гс или примерно $230\mu_B$), а количество кластеров N является типичным для номинально чистых поликристаллов моносилцида железа.

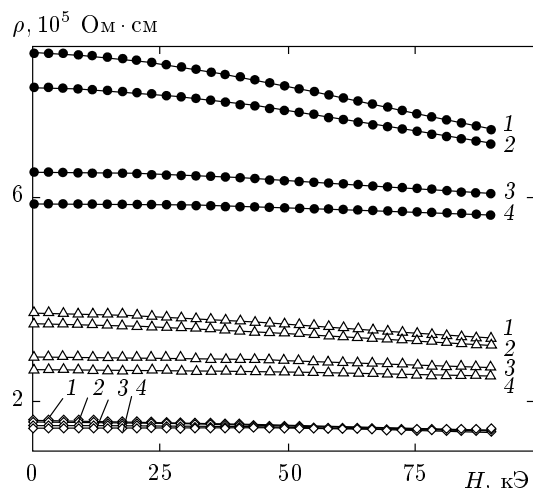


Рис. 6. Полевые зависимости удельного электросопротивления образцов $Fe_{1-x}Co_xSi$; \bullet — $x = 0.001$, Δ — $x = 0.005$, \diamond — $x = 0.01$; 1 — $T = 4$ К, 2 — $T = 5$ К, 3 — $T = 10$ К, 4 — $T = 15$ К

Как было экспериментально показано ранее [15, 16], в смешанных кристаллах железо-кобальтовых моносилицидов магнитный момент появляется при концентрации кобальта $x \geq 0.05$. Также известно [17], что в металлах магнитный момент на примеси возникает при условии

$$I\nu(\epsilon_F) > 1, \tag{2}$$

где I — эффективный внутриатомный обменный интеграл, $\nu(\epsilon_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми. Теоретический расчет [18] электронной структуры кристаллов $Fe_{1-x}Co_xSi$ методом LMTO показывает, что при добавлении ионов кобальта сначала смещается вниз подзона со спинами «вверх», а потом при $x > 0.4$ начинается смещение подзоны со спинами «вниз». При этом ширина запрещенной зоны Δ практически не меняется. Рисунки 7а, б иллюстрируют такое изменение плотности состояний. На рис. 7в представлено изменение положения потолка валентной зоны E_V для обеих подзон при изменении содержания кобальта. (Если взять разницу кривых 1 и 2 на рис. 7в, то получится кривая аналогичная кривой намагниченности насыщения в смешанных кристаллах $Fe_{1-x}Co_xSi$ [16].) По данным оптических измерений [19] ширина запрещенной зоны составляет $\Delta \approx 60$ мэВ. Используя кривую 1 (рис. 7в), легко получить, что при таком значении Δ сдвиг дна зоны проводимости для подзоны со спином «вверх» до значения ϵ_F происходит при $x \approx 0.044$, что вполне согласуется с экспериментальным значением 0.05. Таким образом, согласно (2) при концентрациях при-

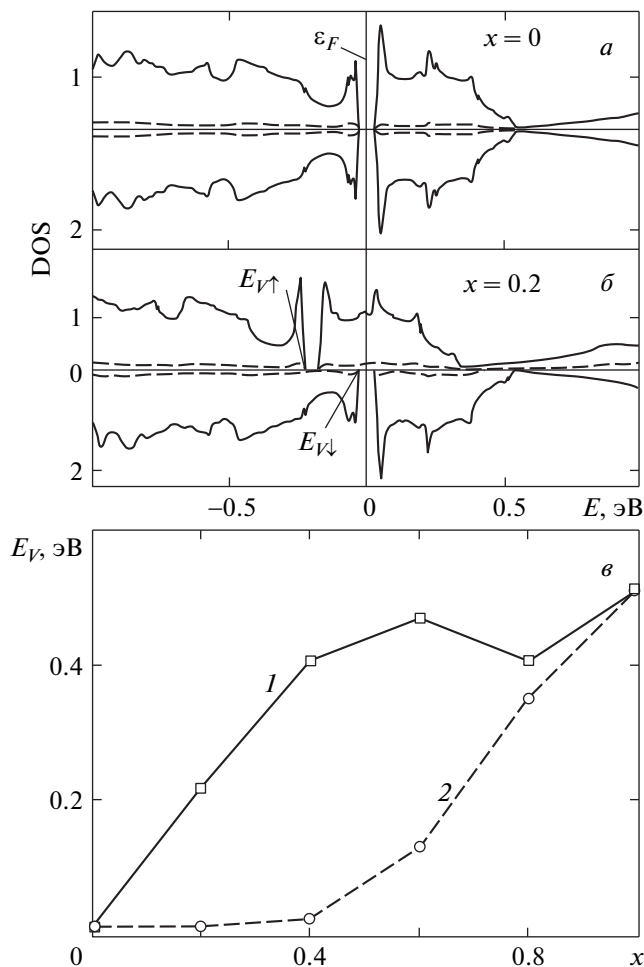


Рис. 7. а, б) Расчетные плотности состояний кристаллов $Fe_{1-x}Co_xSi$ [16]: ϵ_F — энергия Ферми, $E_{V\uparrow}$, $E_{V\downarrow}$ — потолок валентной подзоны соответственно со спином «вверх» и «вниз», в — зависимость положения потолка валентных подзон от концентрации кобальта; 1, 2 — для подзон соответственно со спином «вверх» и «вниз» (по данным работы [16])

меси кобальта в нашем случае $\nu(\epsilon_F) \approx 0$ и никакого магнитного момента изолированной примеси кобальта быть не должно.

Что касается высокотемпературной области, то здесь увеличение магнитной восприимчивости, во-первых, связано с существованием добавки M_{Fe-Co} , а, во-вторых, возможно, с особенностями строения электронной структуры кристалла $Fe_{1-x}Co_xSi$ (см., например, рис. 7б). Если сравнивать поведение магнитной восприимчивости в высокотемпературной области для номинально чистого и примесного образцов, то видно, что

положение высокотемпературного максимума не меняется, а с ростом концентрации кобальта растет только высота пика (рис. 2). Такое поведение можно связать с уменьшением энергетического зазора, разделяющего состояния железа e_{2g}^4 и $e_{2g}^3 t_{2g}^1$ при легировании, что ведет к большему заселению возбужденного уровня при тех же самых условиях.

Однако возможен и другой сценарий. Как известно [20], в примесном пределе за счет s - d -взаимодействия электронов проводимости с примесью на последней может возникать локальный термоиндуцированный магнитный момент. Этот момент начинает проявляться при температурах выше температуры Кондо (T_K) [21], тогда как при низких температурах s - d -взаимодействие (при $J < 0$) стремится подавить локальный магнитный момент. Как показано теоретически [22], если в металлическое железо добавлять кобальт, то изменение магнитных свойств сплава связано со смещением подзоны со спином «вверх» относительно подзоны со спином «вниз», аналогично тому, что приведено на рис. 7, а это ведет к увеличению намагниченности. Такой механизм может объяснить модификацию магнитных свойств при образовании Fe-Co-комплексов.

Поведение намагниченности в зависимости от магнитного поля при низких температурах объясняется в рамках модели суперпарамагнитных кластеров. Слабые гистерезисные явления связаны с наличием небольшой анизотропии и разориентацией кластеров, а также со слабым обменным взаимодействием между кластерами при их сегрегации [7]. Усиление гистерезиса при увеличении концентрации кобальта объясняется дополнительным вкладом в анизотропию от содержащих кобальт комплексов (рис. 3). При комнатных температурах, когда анизотропия практически исчезает, мы наблюдаем безгистерезисные кривые намагничивания (рис. 4).

4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Поведение электрофизических свойств во многом аналогично поведению кондо-системы. В рамках такого подхода и проанализируем экспериментальные результаты. При этом предполагаем, что образующиеся примесные магнитные кластеры и есть рассеивающие центры для электронов проводимости. Как известно [21], наличие минимума в температурной зависимости электросопротивления связано с конкуренцией электрон-фононного рассеяния ($\rho_{s-ph} = bT^5$, здесь $b = \text{const}$) и спин-зависимого рас-

сеяния (ρ_s) электронов проводимости на магнитных примесях, описываемого выражением

$$\rho_s = \rho_0 \left[1 - 2JN\nu(\varepsilon_F) \ln \frac{\varepsilon_F}{T} \right], \quad (3)$$

где N — концентрация магнитных частиц, J — константа обменного взаимодействия электрона проводимости с магнитным моментом частицы, $\rho_0 \sim (Jm)^2$, m — магнитный момент частицы, на которой происходит рассеяние. Нетрудно получить, что температура, при которой будет наблюдаться минимум сопротивления $\rho = \rho_{s-ph} + \rho_s$, $T_{min} \sim N^{1/5} m^{2/5}$.

Поскольку в этих соединениях возрастающий участок $\rho(T)$ при увеличении температуры особого интереса не представляет, основное внимание сосредоточим на участке ниже температуры минимума сопротивления. Рассмотрим сначала номинально чистый кристалл FeSi. При ширине запрещенной зоны $\Delta \approx 60$ мэВ в низкотемпературной области при $T < 30$ К количество собственных носителей заряда чрезвычайно мало, так как фактор Гиббса имеет порядок не превышающий 10^{-8} . Поэтому заметная проводимость может быть обусловлена наличием «хвостов» в запрещенной зоне из-за несовершенства кристалла. Поскольку концентрация примесных кластеров N приблизительно одна и та же для различных образцов, на положении минимума в температурной зависимости ρ это не сказывается. С другой стороны, магнитный момент железного кластера $m \sim 250 \mu_B$ [7], и с учетом факта $m_{Fe} \approx 3 \mu_B$ получаем, что если рассеяние происходит на железном кластере, то коэффициент усиления составляет $(m/m_{Fe})^{2/5} \sim 6$. Это объясняет довольно высокое значение температуры минимума электросопротивления номинально чистых кристаллов FeSi относительно соединений, где рассеяние происходит на одиночных примесных ионах [23].

В случае легированных кристаллов появляется дополнительный канал рассеяния на комплексах, содержащих кобальт. Но тем не менее мы видим, что сопротивление падает. Это обстоятельство можно связать с увеличением плотности состояний в запрещенной зоне из-за движения подзон с разным направлением спинов электронов. По-видимому, влияние изменения плотности состояний в запрещенной зоне является преобладающим. Однако наличие дополнительной магнитной подсистемы все же проявляется в электропроводности образца. Для кондо-системы из формулы (3) следует, что с уменьшением температуры сопротивление будет расти при $J < 0$, что и наблюдается в эксперименте. При уменьшении температуры рост прекращается

там, где взаимодействие между магнитными примесями становится существенным. В нашем случае (см. рис. 5) таким проявлением можно считать образование ступеньки на температурной зависимости $\rho(T)$ при температуре T_i^f ($i = 1, 2, 3$). Именно при этой температуре направления магнитных моментов «замораживаются», а, как известно [21], вследствие фиксации ориентации примесных спинов пропадает возможность рассеяния электронов с поворотом спина. По оценкам [7] в номинально чистом кристалле FeSi среднее расстояние между магнитными частицами порядка 50 нм и при малой концентрации электронов проводимости их можно считать невзаимодействующими. В этой ситуации влияние магнитного поля приводит к фиксации направления магнитного момента частицы и противодействует влиянию температуры, что также уменьшает вероятность спинзависимого рассеяния.

В кристаллах $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ возникают дополнительные содержащие кобальт магнитные рассеивающие комплексы. И хотя магнитного порядка в кристалле еще не возникает, тем не менее наряду с увеличением концентрации электронов проводимости уменьшается расстояние между различными магнитными образованиями и возникают дополнительные корреляции, т. е. магнитные взаимодействия становятся сильнее. Это приводит к тому, что температура «замерзания» спинов повышается при увеличении содержания ионов кобальта, что и наблюдается экспериментально на рис. 5 ($T_1^f = 34$ К, $T_2^f = 48$ К, $T_3^f = 57$ К).

В легированных кристаллах также происходит уменьшение сопротивления при включении магнитного поля, и увеличение содержания кобальта подавляет магнитозависимый вклад в ρ (см. вставку на рис. 5). Лучше всего это видно на рис. 6, где приведены полевые зависимости электросопротивления. В соответствии с механизмом рассеяния Кондо зависимость электросопротивления от магнитного поля имеет квадратичный характер [21], причем имеет место уменьшение ρ . В нашем случае экспериментальные результаты прекрасно описываются зависимостями типа

$$\rho(H) = \rho_0 - AH - BH^2 \quad (4)$$

(H измеряется в эрстедах), например, для кристалла с $x = 0.001$ при $T = 4$ К имеем $A = 3.3 \cdot 10^{-11}$, $B = 3.01 \cdot 10^{-16}$. Для всех исследованных концентраций примеси с повышением температуры от 4 К до 15 К отношение линейного члена к квадратичному уменьшается примерно в 5 раз. Зависимости типа (4) наблюдаются в неоднородно намагниченных

ферромагнетиках и антиферромагнетиках [23], причем возможны различные знаки констант A и B . В данном случае наличие линейного члена можно связать с появлением локальных областей спонтанной намагниченности из-за введения примесей кобальта.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований установлено, что влияние примесных ионов кобальта в кристалле FeSi приводит к модификации магнитных и электрических свойств. Низкотемпературное поведение магнитной восприимчивости объясняется существованием суперпарамагнитных кластеров железа и образованием Fe-Co-комплексов. Магнитный момент на ионе Co возникает из-за изменения энергетической структуры, вследствие относительного сдвига подзон со спинами «вверх» и «вниз».

Магнитотранспортные свойства удовлетворительно описываются в рамках модели Кондо. Наличие подсистемы кобальта приводит к возникновению спин-зависимого канала в рассеянии электронов проводимости. Увеличение концентрации кобальта приводит к подавлению магнитозависимого вклада и повышению температуры «замерзания» спинов. Из наличия в полевых зависимостях электросопротивления линейного члена следует, что имеются признаки образования магнитоупорядоченных микрообластей.

Авторы выражают благодарность И. С. Якимову (ЦКП СФУ) за проведение рентгеноструктурных измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. В. Гельд, Ф. А. Сидоренко, *Спициды переходных металлов четвертого периода*, Металлургия, Москва (1971).
2. A. Damascelli, *Optical Spectroscopy of Quantum Spin System*, Print Partners Ipskamp B. V., Enschede, Rijksuniversiteit Groningen, The Netherlands (1996).
3. G. Aeppli and Z. Fisk, *Comments Condens. Matter Phys.* **16**, 155 (1992).
4. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
5. V. Jaccarino, G. K. Wertheim, J. H. Wernick, L. R. Walker, and S. Araj, *Phys. Rev.* **160**, 476 (1967).

6. M. Mihalik, M. Timko, P. Samuely et al., *J. Magn. Magn. Mater* **157–158**, 637 (1996).
7. Г. С. Патрин, В. В. Белецкий, Д. А. Великанов и др., *ФТТ* **48**, 638 (2006).
8. Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, Мир, Москва (1988).
9. S. Shinoda and S. Asanabe, *J. Phys. Soc. Jpn.* **21**, 555 (1965).
10. Г. В. Самсонов, Л. А. Дворина, Б. В. Рудь, *Силлициды*, Металлургия, Москва (2003).
11. Г. С. Патрин, В. В. Белецкий, Н. В. Волков, Д. А. Великанов, О. В. Закиева, *ЖЭТФ* **132**, 7 (2007).
12. C. Y. Yang, K. H. Johnson, D. S. Salagub, J. Kaspar, and R. P. Messner. *Phys. Rev. B* **24**, 5673 (1981).
13. H. Yasuoka, J. H. Wernick, and G. K. Wertheim, *Mater. Res. Bull.* **9**, 223 (1974).
14. *Magnetic Properties of Metals (d-Elements, Alloys and Compounds)*, ed. by H. P. J. Wijn, Springer-Verlag, Berlin (1991).
15. J. Beille, J. Voiron, F. Towfiq, M. Roth, and Z. Y. Zhang, *J. Phys. F: Metal. Phys.* **11**, 2155 (1981).
16. С. В. Григорьев, В. А. Дядькин, С. В. Малеев и др., *ФТТ* **52**, 852 (2010).
17. В. А. Губанов, А. И. Лихтенштейн, А. В. Постников, *Магнетизм и химическая связь в кристаллах*, Наука, Москва (1985).
18. H. Morozumi and H. Yamada, *J. Magn. Magn. Mater* **310**, 1048 (2007).
19. Z. Schlesinger, Z. Fisk, H.-T. Zhang, M. B. Maple, J. F. DiTusa, and G. Aeppli, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1748 (1993).
20. H. R. Krishna-Murthy, J. W. Wilkins, and K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **21**, 1003 (1980).
21. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
22. K. Schwarz, P. Mohn, P. Blaha, and J. Kubler, *J. Phys. F: Met. Phys.* **14**, 2659 (1984).
23. В. Ю. Ирхин, Ю. П. Ирхин, *Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f-металлах и их соединениях*, УрО РАН, Екатеринбург (2004).