

Температурно-индуцированные метамагнитные переходы в интерметаллических соединениях $R\text{Co}_3$

В. Е. Родимин¹, И. Ю. Гайдукова^{1,a}, С. А. Грановский^{2,b}, А. С. Маркосян³,
А. Б. Петропавловский⁴

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
¹кафедра общей физики и физики конденсированного состояния; ²кафедра магнетизма.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

*³Автономная некоммерческая организация «Государственный центр физики
конденсированных сред». Россия, 115569, Москва, ул. Маршала Захарова, д. 6, корп. 3.*

*⁴Военный авиационный инженерный университет.
Россия, 394064, Воронеж, ул. Старых Большевиков, д. 54.*

E-mail: ^aira@plms.ru, ^bser@plms.ru

Статья поступила 08.06.2011, подписана в печать 30.08.2011

Явление температурно-индуцированного зонного метамагнетизма, происходящее в нулевом внешнем поле, имеет ту же природу, что и широко исследуемые метамагнитные переходы, индуцированные магнитным полем (внешним либо внутренним). Температурно-индуцированный зонный метамагнетизм обнаружен в редкоземельных интерметаллидах $R\text{Co}_3$. Систематическое исследование серии $R\text{Co}_3$ дало возможность определить многие особенности этого явления и сформулировать критерии, позволяющие выявить такие переходы и в других магнитных материалах. В настоящей работе приводятся оригинальные результаты по изучению температурно-индуцированного метамагнетизма в замещенных соединениях $R\text{Co}_3$.

Ключевые слова: температурно-индуцированный зонный метамагнетизм, фазовые переходы, молекулярное поле, тепловое расширение, намагниченность, удельное электросопротивление, ферримагнетики, редкоземельные интерметаллические соединения.

УДК: 537.622.6, 538.955. PACS: 75.50Gg, 75.90+w, 64.90+b, 65.90+i.

Введение

Зонный метамагнетизм (ЗМ) — индуцированный полем магнитный фазовый переход первого рода из парамагнитного в ферромагнитное состояние в системе подвижных d -электронов — в последние годы перестает быть чем-то необычным [1]. В настоящее время это явление рассматривается в более широком смысле, как частный случай магнитной нестабильности, и под ним подразумевают, в том числе, и индуцированные полем магнитные переходы первого рода из одного магнитоупорядоченного состояния в другое. Основным условием такого перехода, как впервые было сформулировано в [2], является наличие положительной кривизны на энергетической зависимости плотности электронных состояний $N(\epsilon)$, что обуславливает ее возрастание вблизи уровня Ферми ϵ_F и выполнение критерия ферромагнетизма Стонера выше некоторого критического значения внешнего поля B_m : поля метамагнитного перехода. В $R-3d$ интерметаллидах серий $R\text{Co}_2$ [3–5] и $R\text{Co}_3$ [6], где экспериментально наблюдался ЗМ, индуцированный внешним полем, условия для возникновения магнитной нестабильности обеспечиваются гибридизацией $3d$ и $5d$ энергетических зон (в случае иттрия — $4d$ зоны) [7, 8]. ЗМ обнаружен также в системах $\text{Co}(\text{Se},\text{S})$, $\text{ThCo}_{5-\delta}$, $\text{Ce}(\text{Co},\text{Ni})_5$ (см. ссылки в [8]).

Исследования магнитной нестабильности в системах, содержащих зонные d -электроны, проводятся главным образом в зависимости от магнитного поля. Между тем в многоподрешеточных системах, где ме-

тамагнитная подрешетка подмагничивается стабильной магнитной подрешеткой, в частности в $R-3d$ интерметаллидах, магнитная нестабильность может быть инициирована и с помощью температуры, за счет изменения внутреннего молекулярного поля, действующего на метамагнитную d -электронную подсистему. Температурно-индуцированный метамагнитный переход (ТИМП) ранее наблюдался только в ThCo_5 [9] и считался явлением уникальным. В последние годы, однако, такие переходы были обнаружены в целом ряде соединений $R\text{Co}_3$ [10–15], что позволило сформулировать критерии для их поиска и в других системах с магнитной нестабильностью.

В настоящей статье сформулированы основные предпосылки для поиска явления температурно-индуцированного ЗМ и дается обзор экспериментальных работ, посвященных этой проблеме.

1. Теоретические предпосылки для возникновения зонного метамагнетизма

При наложении внешнего поля метамагнитный переход в системе парамагнитных зонных электронов (ПИМП) может наблюдаться, если увеличение ее кинетической энергии при расщеплении подзон компенсируется выигрышем в обменной энергии. В работе [7] на основе теории фазовых переходов Ландау показано, что это возможно в случае положительности второй производной плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми, $N''(\epsilon_F) > 0$, и дан простой критерий для

существования ПИМП. Исходя из уравнения

$$F(M) = \frac{1}{2}a_1M^2 + \frac{1}{4}a_3M^4 + \frac{1}{6}a_5M^6 - BM, \quad (1)$$

где a_i — коэффициенты разложения, зависящие от характеристик зоны: $N(E_F)$ и ее производных, M — намагниченность, B — магнитная индукция, было показано, что при выполнении условия

$$\frac{3}{16} < \frac{a_1 a_5}{a_3^2} < \frac{9}{20} \quad (2)$$

кривая намагничивания зонного парамагнетика будет иметь S-образный вид. Отметим, что условие $N''(E_F) > 0$ обуславливает отрицательность коэффициента a_3 . Таким образом, быстрое (из-за близости локального максимума) увеличение $N(E_F)$ при расщеплении подзон способствует возникновению метамагнитного перехода. Можно утверждать, что во внешнем поле $B > B_m$ начинает выполняться критерий Стонера:

$$J_{dd}N(E_F) < 1, \quad B < B_m, \quad (3)$$

где J_{dd} — интеграл обменного взаимодействия между d -электронами. Эта модель позволила, в частности, предсказать явление ЗМ в интерметаллиде YCo_2 [16–18].

В многоподрешеточных системах, таких, как R-3d интерметаллиды с магнитными R, метамагнитная d -электронная подсистема находится в эффективном поле B_{eff} , создаваемом внешним и внутренним молекулярным полями:

$$B_{\text{eff}} = B_{\text{mol}}^{(d)} + B_{\text{ext}}. \quad (4)$$

В работе [19] развита феноменологическая теория, которая использовалась для объяснения свойств интерметаллидов RCo_2 с магнитными R. $B_{\text{mol}}^{(d)} = B_{\text{fd}}^{(Co)}$ в уравнении (4) было представлено в виде разложения функции Бриллюэна до членов третьей степени по полному моменту редкой земли и было показано, что действие стабильной магнитной R-подрешетки можно свести к перенормировке коэффициентов a_i в уравнении (1). На основе этой модели было дано объяснение фазовому переходу первого рода в T_C соединений RCo_2 с магнитными R = Dy, Ho и Er.

Укажем, что при введении в уравнение (1) члена $\frac{1}{8}a_7M^8$ ($a_7 > 0$) эта модель может качественно описывать и индуцированные полем фазовые переходы в системах с ферромагнитным основным состоянием, т.е. переходы из слабомагнитного в сильномагнитное состояние. Необходимым (но не достаточным) условием того, чтобы слабоферромагнитная фаза ($a_1 < 0$) проявляла магнитную нестабильность, является $a_3 > 0$ и $a_5 < 0$ [1, 7].

В многоподрешеточных системах, состоящих из стабильной и нестабильной подрешеток, молекулярное поле $B_{\text{mol}}^{(\text{met})}$, действующее на метамагнитную подсистему, монотонно уменьшается с ростом температуры вследствие монотонного уменьшения намагниченности стабильной подрешетки. Этот факт позволяет считать температуру еще одним внешним параметром (помимо внешнего магнитного поля), способным влиять на магнитное состояние метамагнитной подсистемы. Действительно, если метамагнитная подсистема при низ-

ких температурах находится в сильномагнитной фазе, то с повышением температуры выше некоторого критического значения T_m начнет выполняться условие $B_{\text{mol}}^{(\text{met})} < B_m(T_m)$. То есть метамагнитная подсистема перейдет скачком в слабомагнитную фазу. Это условие и определяет *температурно-индуцированный метамагнитный переход*, для осуществления которого необходимо также, чтобы нестабильная подсистема была бы ферромагнитной как выше, так и ниже T_m [12].

ТИМП из сильномагнитного в слабомагнитное состояние наблюдался в нестехиометрических соединениях $Th_{1-\delta}Co_{5+2\delta}$ со структурой типа $CaCu_5$ [9]. В $Th_{0.95}Co_{5.10}$ такой переход происходит при 85 К (рис. 1). Скачок намагниченности магнитно-нестабильной Co-подрешетки на кристаллических позициях 3g обусловлен изменением молекулярного поля с температурой со стороны стабильной ферромагнитной Co-подрешетки 2c.

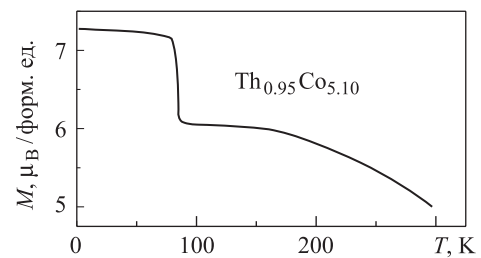


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности монокристалла $Th_{0.95}Co_{5.10}$ вдоль оси легкого намагничивания c [9]

Учет спиновых флуктуаций в рамках модели Гинзбурга–Ландау позволяет описывать процессы намагничивания в зонных метамагнитных системах также и при повышенных температурах и, в частности, приводит к следующему важному результату [20, 21]: при достижении некоторого критического значения T_0 метамагнитный переход становится переходом второго рода, а выше другой критической температуры T^* исчезает перегиб на кривой намагничивания. Эти условия накладывают существенное ограничение на возможности наблюдения ТИМП: T_m не должна превышать T_0 (T^*).

2. Серия интерметаллических соединений RCo_3

Интерметаллиды RCo_3 кристаллизуются в ромбоэдрической структуре типа $PuNi_3$, пространственная группа $R\bar{3}m$. Элементарная ячейка $PuNi_3$ содержит два кристаллографически неэквивалентных места для редкоземельных (РЗ) ионов, 3a и 6c, и три для кобальта: 3b, 6c и 18h. Поскольку обменное взаимодействие между R и Co моментами антиферромагнитное, RCo_3 соединения являются ферромагнитными с легкими R и ферримагнитными с тяжелыми R и в основном образуют коллинеарные магнитные структуры. Спонтанный магнитный момент кобальтовой подрешетки с большинством магнитных R составляет примерно $1.3\mu_B/Co$ (см., напр., [22]). Соединение YCo_3 с немагнитным иттрием является очень слабым зонным ферромагнетиком с $T_C = 300$ К и M_S при 4 К, равным $0.4\mu_B/Co$, что значительно ниже, чем в большинстве соединений RCo_3 с магнитными R. В этих интерметаллидах T_C

меняется от 349 К у PrCo_3 до 612 К у GdCo_3 , что указывает на сильное междоузельное обменное взаимодействие.

На рис. 2 показана экспериментальная кривая намагничивания соединения YCo_3 при 10 К, снятая в импульсных магнитных полях. В поле 60 Тл намагниченность этого соединения возрастает на $\Delta M_1 = 0.16 \mu_B/\text{Co}$, а при 82 Тл наблюдается второй, более выраженный метамагнитный переход с $\Delta M_2 = 0.35 \mu_B/\text{Co}$. Теоретические расчеты зонной структуры YCo_3 [23] указывают на существование на энергетической зависимости $N(\epsilon)$ вблизи ϵ_F особенностей в виде локальных максимумов, благодаря которым и происходят указанные метамагнитные переходы.

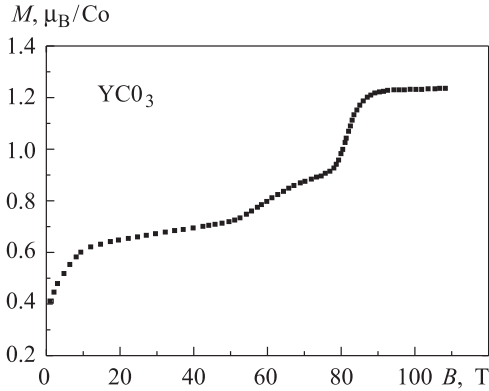


Рис. 2. Кривая намагничивания YCo_3 при 10 К, снятая в импульсных магнитных полях до 110 Тл [6]

В интерметаллидах RCo_3 , таким образом, имеются предпосылки для наблюдения явления ТИМП из сильномагнитного в слабомагнитное состояние. Действительно, в этих соединениях d -подсистема сохраняет магнитную нестабильность и с магнитными R [24]. Можно поэтому ожидать, что при соответствующем значении $B_{fd}^{(\text{Co})} = n_{\text{RCo}} M_{\text{R}}$ (где n_{RCo} — коэффициент молекулярного поля f - d обменного взаимодействия), обеспечивающем условие $T_m < T_0$, метамагнитный переход в зонной подсистеме соединений RCo_3 с магнитными R будет инициирован изменением температуры. В этом случае ТИМП будет происходить, когда молекулярное поле, действующее на метамагнитную подсистему, станет меньше критического значения B_m для YCo_3 (≈ 82 Тл при 10 К).

3. Экспериментальное исследование ТИМП в интерметаллических соединениях RCo_3

В многочисленных работах по тепловому расширению зонных магнетиков показано, что магнитное упорядочение в системе зонных электронов сопровождается существенным положительным объемным эффектом $\Delta V/V > 10^{-3}$ [25]. Величина магнитообъемной аномалии связана с моментом зонной подсистемы M_d простым соотношением

$$\Delta V/V = kCM_d^2, \quad (5)$$

где k — изотермическая сжимаемость, C — константа магнитообъемной связи. Поскольку магнитообъемный эффект при упорядочении R подрешетки более чем на

порядок меньше, то уравнение (5) оказывается применимым с хорошей точностью к R-3d интерметаллидам для определения магнитного момента M_d и, следовательно, магнитного состояния d -подсистемы [25, 26].

Другой методикой, избирательно чувствительной к изменению магнитного состояния зонной подсистемы в этих интерметаллидах, является электросопротивление [27]. Вследствие сильного рассеяния электронов проводимости на флуктуациях спиновой плотности d -электронной подсистемы температурные и полевые зависимости электросопротивления $\rho(T, B)$ показывают существенные аномалии вблизи T_m . Поэтому измерения электро- и магнитосопротивления оказались чрезвычайно полезными при изучении изменений магнитного состояния d -подсистемы в соединениях RCo_3 , происходящих как путем фазового перехода 1-го рода, так и фазовым переходом 2-го рода вблизи T_0 . Эти методики активно использовались нами при изучении ЗМ в интерметаллидах RCo_3 .

4. Неразбавленные соединения

На рис. 3 показана температурная зависимость объемного теплового расширения соединений ErCo_3 , HoCo_3 и TbCo_3 . В этих соединениях молекулярное поле, действующее на d -подсистему, растет от Er к Tb. В ErCo_3 при 65 К происходит скачкообразное изменение объема. Как видно из вставки к рис. 3, где приведена температурная зависимость параметров решетки ErCo_3 , наблюдаемый магнитообъемный эффект изотропен. В [10] это поведение было интерпретировано как изменение магнитного состояния Co подсистемы в ErCo_3 вследствие изменения температуры. Обнаруженный в ErCo_3 по тепловому расширению метамагнитный переход также хорошо виден на температурной зависимости теплоемкости [11] и восприимчивости в слабом переменном поле (рис. 4).

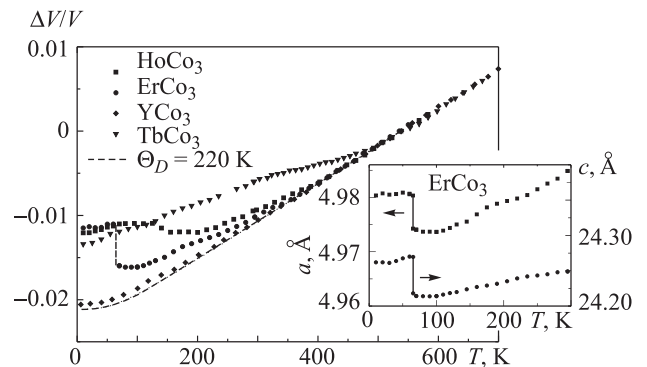


Рис. 3. Температурная зависимость относительного объемного расширения ErCo_3 , HoCo_3 , TbCo_3 и YCo_3 [10, 14], нормированная к 550 К. На вставке приведена температурная зависимость параметров решетки ErCo_3 (в гексагональной установке)

При увеличении междоузельного молекулярного поля $B_{\text{mol}}^{(\text{Co})}$ критическая температура ТИМП возрастает и переход должен исчезать выше $T_m = T_0$. Этот вывод находится в согласии с экспериментальными результатами, показанными на рис. 3. В HoCo_3 T_m находится вблизи 170 К, а сам переход значительно размыт.

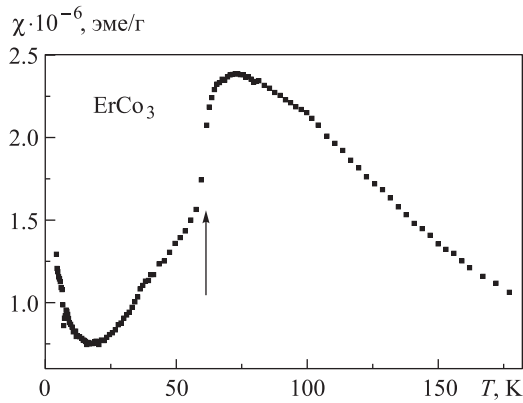


Рис. 4. Температурная зависимость начальной восприимчивости ErCo_3 (в переменном поле 200 А/м, 80 Гц). Стрелка указывает на положение T_m

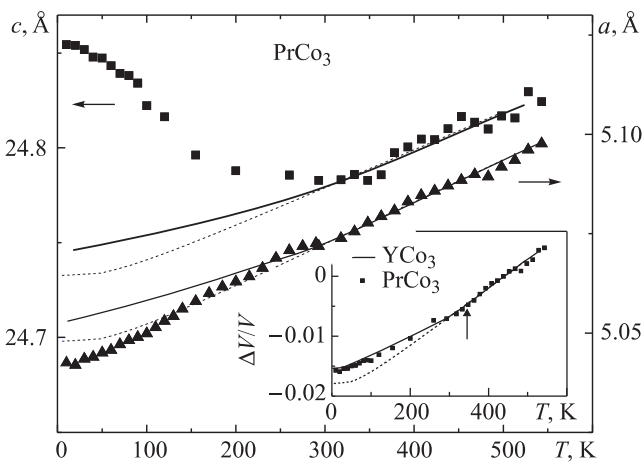


Рис. 5. Температурная зависимость параметров решетки a и c соединения PrCo_3 . На вставке показана температурная зависимость относительного объемного расширения. T_c обозначена стрелкой. Сплошной линией показана зависимость для YCo_3 . Пунктирной линией показан Дебаевский вклад в тепловое расширение, рассчитанный для $\theta_D = 230$ К

В TbCo_3 его не удается идентифицировать по измерениям теплового расширения.

На рис. 5 показана температурная зависимость параметров решетки соединения PrCo_3 в температурной области 10–550 К. Видно, что с понижением температуры параметр c увеличивается ниже, примерно 350 К. Параметр же a , наоборот, в этой температурной области демонстрирует небольшое отрицательное отклонение от Дебаевской кривой. Вставка на рис. 5 показывает температурную зависимость относительного объемного расширения. Низкотемпературный спонтанный магнитообъемный эффект равен примерно $2 \cdot 10^{-3}$, и это значение очень близко к величине эффекта в YCo_3 . Таким образом, можно заключить, что PrCo_3 находится в слабомагнитном состоянии, и ТИМП в этом соединении не происходит. Наличие дополнительных вкладов в температурную зависимость параметров решетки — отрицательного и положительного для параметров a и c соответственно — объясняется наличием значительной низкотемпературной анизотропной магнитострикции. Низкотемпературные значения констант магнито-

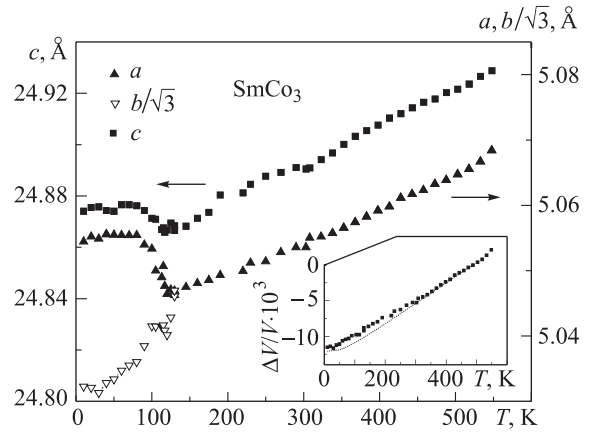


Рис. 6. Температурная зависимость параметров решетки соединения SmCo_3 . Выше температуры спиновой переориентации $T_{SR} = 125$ К показаны гексагональные параметры a и c , ниже T_{SR} — орторомбические параметры. На вставке показана температурная зависимость относительного объемного расширения. Пунктирной линией показан дебаевский вклад в тепловое расширение, рассчитанный для $\theta_D = 230$ К

стрикции λ_a и λ_c равны $-1.2 \cdot 10^{-3}$ и $+4.9 \cdot 10^{-3}$ соответственно.

Температурная зависимость параметров решетки соединения SmCo_3 показана на рис. 6. На вставке показана температурная зависимость относительного объемного расширения $\Delta V/V$. Объемный эффект близок к тому, что наблюдалось в YCo_3 и PrCo_3 , что позволяет утверждать что и в SmCo_3 кобальтовая подсистема находится в слабомагнитном состоянии. Ниже 125 К в SmCo_3 наблюдается структурное искажение: при низких температурах симметрия кристалла орторомбическая. Для возможности непосредственного сравнения на графике представлена температурная зависимость параметров a , $b/\sqrt{3}$ и c . Орторомбическое искажение показывает, что при понижении температуры вектор намагниченности отклоняется от оси c . При 4.2 К вектор намагниченности в SmCo_3 лежит в базисной плоскости [28]; с повышением температуры доминирующей становится анизотропия кобальтовой подрешетки и вектор намагниченности ориентируется вдоль оси c (YCo_3 — одноосный ферромагнетик). Низкотемпературная константа анизотропной магнитострикции в SmCo_3 , $\lambda^{1,2} = \epsilon = 4.6 \cdot 10^{-3}$.

Непосредственное измерение температурной зависимости намагниченности поликристаллических соединений RCo_3 с тяжелыми РЗ не выявило скачков намагниченности, подобных наблюдавшимся в ThCo_5 (см. рис. 1). Одной из причин этого может быть ферромагнитная структура соединений RCo_3 с тяжелыми РЗ. При уменьшении/увеличении намагниченности d -подсистемы в точке T_m происходит одновременное уменьшение/увеличение M_R (так как $B_{ld}^{(R)} \sim M_d$), что сильно уменьшает величину результирующего скачка намагниченности.

Прямым свидетельством существования ТИМП в соединениях RCo_3 служат нейтронографические данные [15]. На рис. 7 показана температурная зависимость намагниченности кобальтовой (суммарной

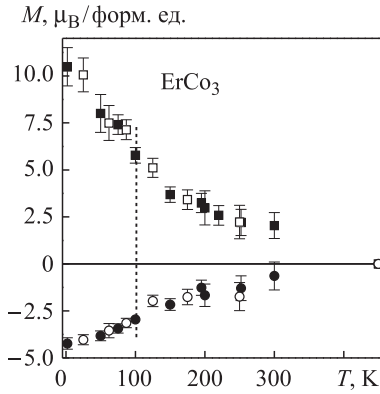


Рис. 7. Температурная зависимость намагниченности суммарной Er (квадратные символы) и Co (круглые символы) подрешеток, полученная из нейтронографических данных [15]. Для обеих подрешеток открытые и закрытые символы обозначают соответственно измерения при увеличении и уменьшении температуры. Вертикальная пунктирная линия показывает положение T_m

по всем трем подрешеткам) и эрбиевой (сумма по 3a и 6c) подрешеток. Как видно из рисунка, суммарные намагниченности как Co, так и Er подрешетки заметно меняются вблизи температуры T_m , подтверждая таким образом вывод о магнитном происхождении найденных переходов.

Соединения RCo_3 допускают значительную область гомогенности [29]. Отметим, что в экспериментах по тепловому расширению [10–14] использовались составы со стехиометрией 1:2.88, показывающие наиболее резкий переход в T_m , тогда как для нейтронографических экспериментов [15] был взят стехиометрический образец состава 1:3, в котором T_m значительно выше и переход существенно размыт. Эти эксперименты позволили также установить пределы варьирования T_m внутри области гомогенности. Для $ErCo_3$ они лежат между 65 и 100 К.

Из-за сильной зависимости ширины d -зоны от межатомных расстояний характеристики зонной электронной подсистемы существенным образом зависят от приложенного давления [30]. Исследования, проведенные на $ErCo_3$ и $HoCo_3$, дают значения для $\partial T_m / \partial P$, достигающие -7.5 К/кбар [12]. На рис. 8 показана температурная зависимость электросопротивления $HoCo_3$, снятая при различных значениях P . Уширение d -зоны под давлением приводит к уменьшению $N(\epsilon_F)$ и соответственно к возрастанию критического поля B_m (см., напр., [1]). Так как при этих давлениях M_R и n_{RCo} меняются мало, то критическая температура T_m падает с ростом P . Как видно из рис. 8, переход в T_m становится при этом более резким, поскольку теперь он происходит ниже температуры T_0 . Эти данные, а также данные по соединениям $ErCo_3$ разной стехиометрии [12, 15] позволяют оценить $T_0 \sim 100$ К.

На рис. 9 показана зависимость $\rho(T)$ соединения $ErCo_3$, снятая в различных магнитных полях до 8 Тл. Видно, что во внешнем поле метамагнитный переход также смещается в область более низких температур, $\partial T_m / \partial B = -0.9$ К/Тл. Эта тенденция представляется общей для всех ферромагнитных соединений RCo_3 и является следствием того, что намагничен-

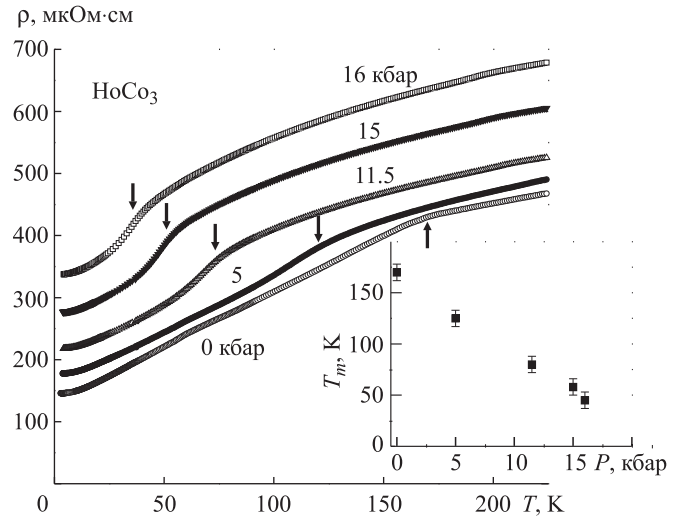


Рис. 8. Температурная зависимость удельного электросопротивления $HoCo_3$ при различных значениях приложенного давления P . Стрелками показано положение T_m . На вставке показана зависимость критической температуры T_m от P [12]

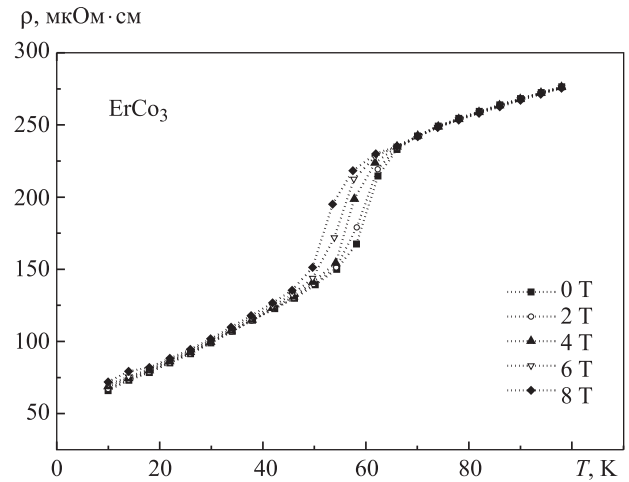


Рис. 9. Температурная зависимость удельного электросопротивления $ErCo_3$ при различных значениях внешнего поля [12]

ность Co-подрешетки ориентируется против внешнего магнитного поля (напомним, что в описываемом случае $M_{Co} < M_R$). Таким образом, внешнее поле способствует уменьшению эффективного поля B_{eff} , действующего на Co-подрешетку, и ТИМП происходит при более низкой температуре.

5. Замещенные соединения $R_{1-x}Y_xCo_3$ и $R(Co_{1-x}M_x)_3$

Замещение в RCo_3 магнитной РЗ немагнитным иттрием приводит к уменьшению межподрешеточного молекулярного поля, действующего на d -подсистему. Следствием этого, как ожидается, должно быть уменьшение критической температуры T_m . Исследования теплового расширения и электросопротивления систем $Er_{1-x}Y_xCo_3$, $Ho_{1-x}Y_xCo_3$ и $Tb_{1-x}Y_xCo_3$ подтверждают данный вывод [10, 11, 13, 14]. При этом,

как и в случае приложения давления, область перехода сужается с понижением T_m . Исходя из значений концентрации иттрия, при которых поле становится равным B_m (82 Тл при 10 К), для коэффициентов молекулярного поля ErCo_3 и HoCo_3 получаются величины $n_{\text{ErCo}_3} = -(14.8 \pm 1.8) \text{ Тл} \cdot \mu_B^{-1}$ и $n_{\text{HoCo}_3} = -(14.9 \pm 0.6) \text{ Тл} \cdot \mu_B^{-1}$, которые находятся в хорошем согласии с данными, полученными из магнитных измерений [24]. Для TbCo_3 имеющиеся данные позволили грубо оценить $n_{\text{TbCo}_3} \approx -25 \text{ Тл} \cdot \mu_B^{-1}$.

На рис. 10 показана концентрационная зависимость намагниченности кобальтовой подрешетки соединений $\text{Er}_{1-x}\text{Y}_x\text{Co}_3$ и $\text{Ho}_{1-x}\text{Y}_x\text{Co}_3$ при 10 К, определенная из данных по тепловому расширению по формуле (5) [10, 13, 14]. После отделения фонового вклада в тепловое расширение коэффициент магнитообъемной связи kC был найден равным $5 \cdot 10^{-3} \mu_B^{-2}$ для обеих систем. Полученные зависимости отражают метамагнитный характер намагничивания Со-подрешетки в соединениях RCo_3 с магнитными РЗ. Величина скачка хорошо согласуется со скачком намагниченности YCo_3 в сильных магнитных полях (рис. 2).

На рис. 11 показана температурная зависимость объема кристаллической ячейки соединений NdCo_3 ,

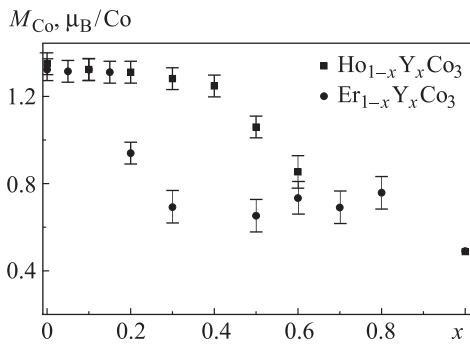


Рис. 10. Зависимость магнитного момента кобальтовой подсистемы соединений $\text{Er}_{1-x}\text{Y}_x\text{Co}_3$ и $\text{Ho}_{1-x}\text{Y}_x\text{Co}_3$ от концентрации иттрия x при 10 К, рассчитанная по формуле (5)

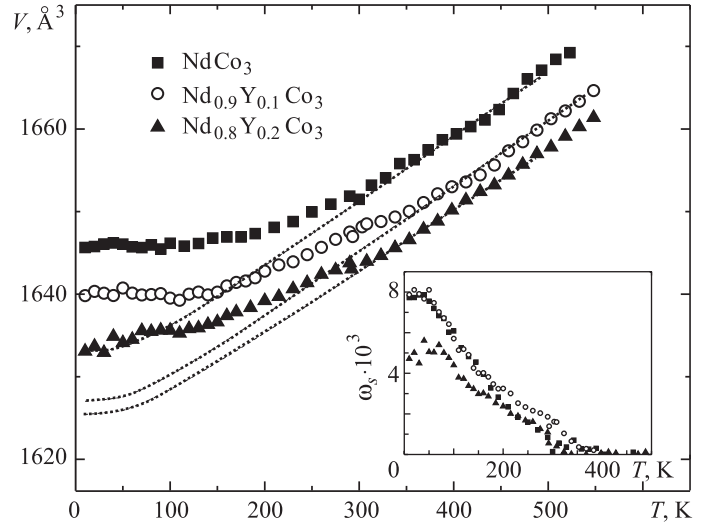


Рис. 11. Температурная зависимость объема кристаллической ячейки замещенных соединений $\text{Nd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Co}_3$. На вставке показана температурная зависимость объемного расширения. Пунктирной линией показан дебаевский вклад в тепловое расширение, рассчитанный для $\theta_D = 230 \text{ К}$

$\text{Nd}_{0.9}\text{Y}_{0.1}\text{Co}_3$ и $\text{Nd}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{Co}_3$. Температурный ход магнитообъемного эффекта во всех трех соединениях (на вставке) в известной степени идентичен, что позволяет заключить, что кобальтовая подсистема в этих соединениях находится в сильномагнитном состоянии. Коэффициент магнитообъемной связи kC был найден равным также $5 \cdot 10^{-3} \mu_B^{-2}$.

ТИМП являются устойчивыми и к небольшим замещениям в зонной подсистеме. На рис. 12 показано объемное тепловое расширение соединений $\text{Er}(\text{Co}_{0.95}\text{Ni}_{0.05})_3$ и $\text{Er}(\text{Co}_{0.95}\text{Fe}_{0.05})_3$ (для сравнения показано $\Delta V/V$ и для ErCo_3). Видно, что замещение на железо увеличивает T_m примерно на 100 К, замещение на никель, наоборот, уменьшает (до 25 К). Такое

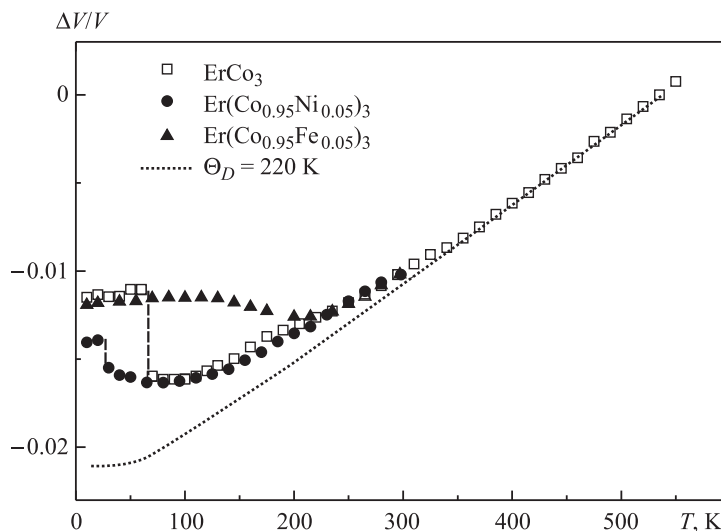


Рис. 12. Температурная зависимость относительного объемного расширения соединений ErCo_3 , $\text{Er}(\text{Co}_{0.95}\text{Ni}_{0.05})_3$ и $\text{Er}(\text{Co}_{0.95}\text{Fe}_{0.05})_3$

поведение можно объяснить на основе энергетической зависимости $N(\varepsilon)$ вблизи уровня Ферми [31], согласно которой ε_F лежит на крутом спадающем участке. Тогда в первом случае из-за уменьшения концентрации d -электронов при замещениях происходит увеличение $N(\varepsilon_F)$, в то время как при замещении на никель, наоборот, $N(\varepsilon_F)$ уменьшается.

В заключение отметим, что во всех проведенных экспериментах удалось обнаружить лишь один температурно-индуцированный фазовый переход, который в упомянутых выше работах связывается с переходом в YCo_3 , индуцированным полем из промежуточного в сильномагнитное состояние, т. е. при 82 Тл (рис. 2). Одной из возможных причин отсутствия перехода, соответствующего критическому полю 60 Тл, может быть одновременное изменение намагниченности РЗ подрешетки в точке T_m . В этой точке нарушается плавность изменения поля $B_{RCo}^{(Co)}$, действующего на Со-подрешетку со стороны редкоземельной. Отметим также, что измерения намагниченности на монокристалле $ErCo_3$ вдоль оси легкого намагничивания также не выявили второго перехода в Со-подрешетке [24].

Заключение

Систематические исследования, проведенные на интерметаллидах RCO_3 , показывают, что ТИМП могут быть найдены во многих многоподрешеточных металлических системах, содержащих зонные электроны. Возможными кандидатами могут явиться системы на основе $Se(Co,Ni)_5$ [32] и $Y_2Ni_{17+\delta}$ [33] с соответствующим образом подобранными замещениями или стехиометрией.

Обнаружение ТИМП позволяет перевести явление зонного метамагнетизма в область, не требующую приложения больших внешних полей, и управлять магнитной нестабильностью с помощью температуры или давления. Это открывает новые возможности для исследования магнитных фазовых переходов в системе зонных электронов, а также может послужить базой для разработки новых практических устройств.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-02-01475).

Список литературы

1. Duc N.H., Goto T. // Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths / Eds. K.A. Gschneidner, Jr. and L. Eyring. North-Holland, Amsterdam: Elsevier Science B.V., 1999. **26**. P. 177.
2. Wohlfarth E.P., Rhodes P. // Phil. Mag. 1962. **7**. P. 1817.
3. Александрян В.В., Лагутин А.С., Левитин Р.З. и др. // ЖЭТФ. 1985. **89**. С. 271.
4. Sakakibara T., Goto T., Yoshimura K. et al. // Phys. Lett. A. 1986. **117**. P. 243.
5. Goto T., Fukamichi K., Sakakibara T., Komatsu H. // Sol. State Commun. 1989. **72**. P. 945.

6. Goto T., Aruga Katori H.A., Sakakibara T., Yamaguchi M. // Physica B. 1992. **177**. P. 255.
7. Shimizu M. // J. Physique (Paris). 1982. **43**. P. 155.
8. Левитин Р.З., Маркосян А.С. // УФН. 1988. **155**. С. 623.
9. Givord D., Laforest J., Lemaire R., Lu Q. // J. Magn. Mater. 1983. **31-34**. P. 191.
10. Ali N., Dubenko I.S., Gaidukova I.Yu. et al. // Physica B. 2000. **281-282**. P. 696.
11. Dubenko I.S., Gaidukova I.Yu., Inoue K. et al. // Mater. Science Forum / Ed. V.G. Baryakhtar. Trans. Tech. Publ. Inc. 2001. **373-376**. (Proc. 8th European Magnetic Materials and Applications Conference. Kyiv, Ukraine, June 7-10, 2000.) P. 663.
12. Gratz E., Markosyan A.S., Gaidukova I.Yu. et al. // Sol. State Commun. 2001. **120**, N 5-6. P. 191.
13. Dubenko I.S., Gaidukova I.Yu., Gratz E. et al. // Physica B. 2002. **319**. P. 21.
14. Gaidukova I.Yu., Markosyan A.S., Rodimin V.E. // J. Magn. Mater. 2003. **258-259**. P. 574.
15. Gratz E., Markosyan A.S., Paul-Boncour V. et al. // Applied Phys. A. 2002. **74**. P. S698.
16. Cyrot M., Lavagna M. // J. de Physique. 1979. **40**. P. 763.
17. Yamada H., Shimizu M. // J. Phys. F: Met. Phys. 1985. **15**. P. L175.
18. Schwarz H., Mohn P. // J. Phys. F: Met. Phys. 1984. **14**. P. 129.
19. Bloch D., Edwards D.M., Shimizu M., Voiron J. // J. Phys. F: Met. Phys. 1975. **5**. P. 1217.
20. Goto T., Fukamichi K., Yamada H. // Physica B. 2001. **300**. P. 167.
21. Yamada H. // Phys. Rev. B. 1993. **47**, N 17. P. 11211.
22. Franse J.J.M., Radwanski R.J. // Handbook of Magnetic Materials / Ed. K.H.J. Buschow. North-Holland, Amsterdam: Elsevier Sci. Publ. B.V., 1993. **7**. P. 307.
23. Shimizu M., Miyazaki M., Inoue J. // J. Magn. Mater. 1988. **74**. P. 309.
24. Goto T., Bartashevich M.I., Aruga Katori H. et al. // Physica B. 1995. **211**. P. 131.
25. Andreev A.V. // Handbook of Magnetic Materials / Ed. K.H.J. Buschow. North-Holland, Amsterdam: Elsevier Sci. Publ. B.V., 1995. **8**. P. 59.
26. Gratz E., Markosyan A.S. // J. Phys.: Condens. Matter. 2001. **13**. P. R385.
27. Fournier J.-M., Gratz E. // Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths / Ed. K.A. Gschneidner Jr. North-Holland, Amsterdam: Elsevier Sci. Publ. B.V., 1993. **17**. Ch. 115. P. 409.
28. Yoshie H., Nakamura Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1990. **59**. P. 1902.
29. Dubenko I., Gaidukova I.Yu., Markosyan A.S. et al. // J. Alloys and Compounds. 2000. **303-304**. P. 285.
30. Brommer P.E., Franse J.J.M. // Handbook on Magnetic Materials / Eds. K.H.J. Buschow, E.P. Wohlfarth. North-Holland, Amsterdam: Elsevier Sci. Publ. B.V., 1990. **5**. P. 323.
31. Goto T., Yamaguchi M., Kobayashi T., Yamamoto I. // Sol. State Comm. 1991. **77**. P. 867.
32. Bartashevich M.I., Goto T., Korolyov A.V., Ermolenko A.S. // J. Magn. Mater. 1996. **163**. P. 199.
33. Gignoux D., Lemaire R., Molho P. // J. Magn. Mater. 1980. **21**. P. 119.

Temperature-induced itinerant-electron metamagnetism in intermetallic compounds RCo_3 **V. E. Rodimin¹, I. Yu. Gaidukova^{1,a}, S. A. Granovsky^{2,b}, A. S. Markosyan³, A. B. Petropavlovsky⁴**¹*Department of general physics and physics of condensed matter;* ²*Department of Magnetism, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*³*SCCMP, Mar. Zakharov str. 6, 3, Moscow 115569, Russia.*⁴*Military Aviation Engineering University, Starykh Bolshevikov str., 54a, Voronedj 394064, Russia.**E-mail: ^aira@plms.ru, ^bser@plms.ru.*

The phenomenon of temperature-induced itinerant-electron metamagnetism in zero external field has the same nature as the widely investigated metamagnetic transitions induced by magnetic field (external or internal). Recently, temperature-induced itinerant-electron metamagnetism was discovered in the rare-earth intermetallic compounds RCo_3 . Systematic investigations of the RCo_3 series made it possible to determine many specific features of this new phenomenon and to formulate criteria that permit one to reveal such transitions also in other magnetic materials. In this paper, a brief review of available works is given, and the original results of the study of temperature-induced itinerant-electron metamagnetism in substituted RCo_3 compounds are presented.

Keywords: temperature-induced itinerant-electron metamagnetism, phase transitions, molecular field, thermal expansion, electrical resistance, magnetisation, ferrimagnets, rare-earth intermetallic compounds.

PACS: 75.50Gg, 75.90+w, 64.90+b, 65.90+i.

Received 8 June 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2011).

Сведения об авторах

1. Родимин Вадим Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-39-18, e-mail: vadim.rodimin@gmail.com.
2. Гайдукова Ирина Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-39-18, e-mail: ira@plms.ru.
3. Грановский Сергей Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-11-45, e-mail: ser@plms.ru.
4. Маркосян Ашот Суменович — докт. физ.-мат. наук, профессор, вед. науч. сотрудник; e-mail: marko200@gmail.com.
5. Петропавловский Александр Борисович — канд. физ.-мат. наук, доцент.