

© 1992

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ $(R_xY_{1-x})Co_2$

П. И. Леонтьев, С. А. Никитин, А. Ф. Островский,
Ю. И. Спичкин, А. М. Тишин

Проведено исследование влияния давления на температуры Кюри T_C интерметаллических соединений $(R_xY_{1-x})Co_2$, где $R = Gd$ и Tb . Установлено, что концентрационная зависимость dT_C/dp для данных соединений может быть описана в рамках $s-d$ -модели, учитывающей изменение с давлением как интегралов обменных взаимодействий, так и парамагнитной восприимчивости системы коллективизированных электронов.

Соединения RCO_2 (R — редкоземельный металл) имеют кубическую кристаллическую структуру $C15$ типа фазы Лавеса и близкие по величине параметры решетки [1]. Как было установлено, в них наблюдается ферромагнитное упорядочение спинов редкоземельного элемента и переходного металла [2]. Известно, что соединения YCo_2 и $LuCo_2$ не обнаруживают магнитного упорядочения во всем диапазоне температур и являются обменно-усиленными паулевскими парамагнетиками [3]. Возникновение магнитного момента у Co в соединениях RCO_2 обычно объясняется в рамках $s-d$ -модели [4]. В данной модели локализованные магнитные моменты редкоземельного элемента посредством обменного расщепления $3d$ -зон, соответствующих зонам с противоположными направлениями намагниченности, индуцируют магнитный момент в системе коллективизированных d -электронов. Индуцированный характер магнитного момента атома кобальта μ_{Co} подтверждается измерениями намагниченности и магнитострикции соединений $(Cd_xY_{1-x})Co_2$ (см., например, [5]). Величина μ_{Co} в соединениях RCO_2 составляет величину порядка $1\mu_B$ [5], что согласуется с μ_{Co} , вычисленным при помощи $s-d$ -модели [4]. Бурзо [6] использовал для описания парамагнитной восприимчивости RCO_2 модель Нееля. Значения обменных интегралов, вычисленные Бурзо, согласуются с полученными в рамках $s-d$ -модели в работе [4]. Однако нейтронографические измерения на $TmCo_2$ и $HoCo_2$ не обнаружили в парамагнитной области локализованного магнитного момента у атома кобальта [7].

Влияние давления на температуру Кюри T_C соединений $R-Co$ изучалось в работах [3, 8, 9]. Для объяснения зависимости величин производных температуры Кюри по давлению dT_C/dp соединений $R-Co$ использовались $s-d$ -модель [10, 11], термодинамическая модель, учитывающая в термодинамическом потенциале магнитоупругую энергию [12], а также модель, предложенная Шигой [13] и Вольфартом [14] для зонных ферромагнетиков.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния давления на магнитные свойства соединений $(Gd_xY_{1-x})Co_2$ и $(Tb_xY_{1-x})Co_2$. Нами была исследована удельная намагниченность в области температур 78—300 К и в полях до 14 кЭ при атмосферном давлении и давлениях до 10 кбар. Намагниченность образца, установленного в бомбу высокого давления из бериллиевой бронзы, измерялась индукционным методом. Поле создавалось электромагнитом панцирного типа. Образцы были получены электродуговой плавкой в атмосфере

Рис. 1. Концентрационные зависимости температуры Кюри T_C и ее изменения с давлением dT_C/dp в системах $(Gd_xY_{1-x})Co_2$ (1) и $(Tb_xY_{1-x})Co_2$ (2).

Для $GdCo_2$ даны экспериментальные значения работы [8].

аргона на медном водоохлаждаемом поду. Однофазность образцов контролировалась рентгеновским методом. Температура Кюри определялась методом Белова—Горяги.

Найденные концентрационные зависимости T_C и dT_C/dp для систем $(Gd_xY_{1-x})Co_2$ и $(Tb_xY_{1-x})Co_2$ приведены на рис. 1. Как можно видеть, T_C практически линейно возрастает при увеличении содержания редкоземельного элемента, что согласуется с полученными ранее результатами [15]. Из данных по dT_C/dp были рассчитаны величины параметра Γ

$$\Gamma = - \frac{1}{\chi T_C} \frac{dT_C}{dp}, \quad (1)$$

где χ — сжимаемость. В расчетах использовались значения сжимаемости $\chi = 0.94 \cdot 10^{-12}$ см²/дн из работы [16]. Зависимость Γ от температуры Кюри T_C , полученная из наших экспериментальных данных, приведена на рис. 2.

Для зонных ферромагнетиков справедлива формула [13, 14]

$$\Gamma = 5/3 + A/T_C^2, \quad (2)$$

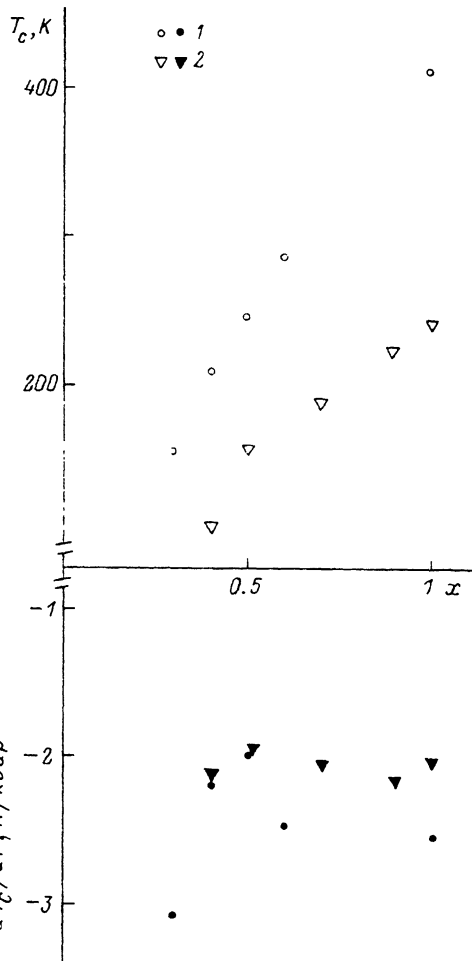
где A — константа.

Как было показано в [8], зависимость (2) выполняется для соединений R—Co при $A = 2.9 \cdot 10^6$ K². Однако для соединений RCo₂ наблюдается существенное отклонение от зависимости (2).

Предпринятое ранее изучение влияния давления на T_C в системе $(Gd_xY_{1-x})Co_2$ обнаружило линейное уменьшение абсолютной величины dT_C/dp при увеличении содержания иттрия [9]. Такое поведение согласуется с выводами модели Блоха и Лимейра [4, 10], согласно которой

$$dT_C/dp = \frac{N\chi\mu_B^2 g^2 J(J+1)}{3k} n_{RCO} \frac{d\chi_d}{dp}, \quad (3)$$

где N — число Авогадро; μ_B — магнетон Бора; g и J — фактор Ланде и квантовое число редкоземельного иона соответственно; k — постоянная Больцмана; n_{RCO} — коэффициент молекулярного поля, описывающий обменное взаимодействие между



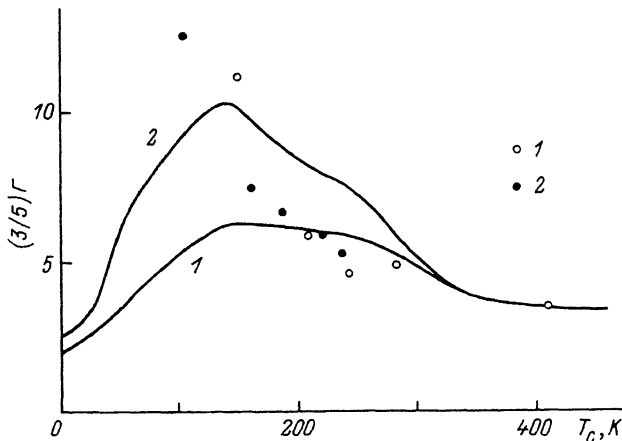


Рис. 2. Расчетные (сплошные линии) $[\Gamma]$ и экспериментальные зависимости $\Gamma(T_C)$ для систем $(Gd_x Y_{1-x})Co_2$ (1) и $(Tb_x Y_{1-x})Co_2$ (2).

R и Co подсистемами; χ_d — обменно-усиленная восприимчивость коллективизированных d -электронов; x — концентрация редкоземельного элемента.

В этой модели предполагается, что давление не влияет на n_{RCO} , n_{RR} и n_{CoCo} , а зависящей от объема величиной является χ_d . Наши измерения показывают, что зависимость dT_C/dp от x как для системы $(Gd_x Y_{1-x})Co_2$, так и для системы $(Tb_x Y_{1-x})Co_2$ имеет нелинейный характер. Так, например, в системе $(Tb_x Y_{1-x})Co_2$ изменение x от 0.5 до 1.0 практически не влияет на величину dT_C/dp , в то время как при $x < 0.5$ величина dT_C/dp резко увеличивается по абсолютной величине (рис. 1).

В работе [11] также была использована s - d -модель, учитывающая влияние давления как на интегралы обменных взаимодействий, так и на величину парамагнитной восприимчивости подсистемы коллективизированных электронов. На основе данной модели была получена следующая формула для параметра Γ :

$$\frac{3}{5} \Gamma = -1 + \frac{\lambda n_{CoCo} \chi_d(T_C) + 2(\eta + 1) + L(\xi + 1) \chi_d^{-1}(T_C)}{T_C \chi_d(T_C) (\partial/\partial T_C) \chi_d^{-1}(T_C) + 1 + L \chi_d^{-1}(T_C)}, \quad (4)$$

где $L = n_{RR}/n_{RCO}^2$; $\eta = (3/5) \partial \ln j_{RCO} / \partial \ln V$; $\xi = (3/5) z^{-1} \partial \ln n_{RR} / \partial \ln V$; $n_{RCO} = 2j_{RCO} / (g_j^2 \mu_B^2)$; $n_{RR} = 2j_{RR} / (g_j^2 \mu_B^2)$; $n_{CoCo} = 2j_{CoCo} / (g_j^2 \mu_B^2)$; z — координационное квантовое число системы; j_{RR} , j_{RCO} и j_{CoCo} — интегралы обменного взаимодействия; λ — отношение интегралов обменного взаимодействия в системе коллективизированных электронов, вычисленных без учета и с учетом корреляционных эффектов соответственно.

Для теоретического расчета по формуле (4) в [11] были использованы параметры, определенные из экспериментальных значений парамагнитных восприимчивостей. Результаты расчета [11] представлены на рис. 2 сплошными линиями. Кривые 1 и 2 соответствуют значениям параметров: $\xi = -1$, $\eta = 1.4$, $L = 52$ и $\xi = -1$, $\eta = -2.3$, $L = 0$. Как можно видеть из рис. 2, экспериментальные точки, полученные нами для $(Gd_x Y_{1-x})Co_2$ и $(Tb_x Y_{1-x})Co_2$, достаточно хорошо согласуются с теоретической кривой 1. При низких температурах T_C экспериментальные значения Γ существенно возрастают в соответствии с максимумом на расчетной зависимости. Расчеты по теоретической формуле, следующей из s - d -модели [17], не дают удовлетворительного согласия с экспериментальными данными. Это можно объяснить тем, что исходное соединение YCo_2 парамагнитно

при $T = 0$ и значения Γ в этих соединениях стремятся к определенному значению при $T = 0$ [17].

Таким образом, концентрационная зависимость dT_c/dp для систем сплавов $(Gd_xY_{1-x})Co_2$ и $(Tb_xY_{1-x})Co_2$ может быть описана в рамках $s-d$ -модели [11], учитывающей изменение с давлением интегралов обменных взаимодействий j_{RR} , j_{RCo} и j_{CoCo} и парамагнитной восприимчивости системы коллективизированных электронов χ_{μ} .

Список литературы

- [1] Тейлор К. Интерметаллические соединения редкоземельных металлов. М.: Мир, 1974. 222 с.
- [2] Moon R. M., Koehler W. C., Farrel J. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. P. 978—980.
- [3] Lemaire R. // Cobalt. 1966. V. 3. P. 201—211.
- [4] Bloch D., Chaisse F., Givord F., Voiron J., Burzo E. // J. de Phys. 1971. V. 32. Suppl. N 2—3. P. 659—660.
- [5] Lemaire R., Schweitzen J. // J. Phys. Lett. 1966. V. 21. P. 366—368.
- [6] Burzo E. // Int. J. Magnetism. 1972. V. 3. P. 161—170.
- [7] Gignoux D., Givord D., Givord F., Koehler W. C., Moon R. M. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. P. 162—168.
- [8] Brouha M., Buschow K. H. J., Miedema A. R. // IEEE Trans. on Magn. 1974. V. 10. N 2. P. 182—185.
- [9] Yoshida H., Komatsu T., Kaneko T., Abe S., Kamigaki K. // J. de Phys. 1988. V. 49. N 12. Suppl. P. 275—276.
- [10] Voiron J., Bielle J., Bloch D., Vettier C. // Solid St. Commun. 1973. V. 13. N 2. P. 201—203.
- [11] Inoue J., Shimizu M. // J. Phys. F. 1980. V. 10. P. 721—728.
- [12] Wohlfarth E. P. // J. Phys. F. 1979. V. 9. N 6. P. NL123—128.
- [13] Shiga M. // Solid St. Commun. 1969. V. 7. P. 559—562.
- [14] Wohlfarth E. P. // J. Phys. Lett. 1969. V. 28A. P. 569—570.
- [15] Inoue J., Shimizu M. // J. de Phys. 1988. V. 49. N 12. Suppl. P. 299—300.
- [16] Mayry R. // C. R. Acad. Sci. Paris. 1970. V. 271. Ser. B. N 18. P. 950—953.
- [17] Inoue J., Shimizu M. // Phys. Lett. 1984. V. 104A. N 3. P. 166—168.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
24 февраля 1992 г.