

- [1] Feldman D. W., Askin M., Parker H. Jr. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. N 24. P. 1209—1212.
 [2] Brya W. J. // Sol. St. Comm. 1973. V. 12. N 4. P. 253—257.
 [3] Renucci M. A., Renucci J. B., Cardona M. // Light Scattering in Solids / Ed. Balkansky. Flammarion, Paris, 1971. P. 326—330.
 [4] Braunstein R. // Phys. Rev. 1963. V. 130. N 3. P. 879—891.
 [5] Shen S. C., Cardona M. // Sol. St. Comm. 1980. V. 36. N 4. P. 327—330.
 [6] Кузнецов О. А., Пискарев В. И. // Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки. Горький, 1984. С. 20—37.
 [7] Лифшиц И. М. // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. № 12. С. 1017—1025.
 [8] Renucci J. B., Renucci M. A., Cardona M. // Sol. St. Comm. 1970. V. 9. N 19. P. 1651—1654.
 [9] Soma T., Kitani Y., Kadoya M. // Sol. St. Comm. 1984. V. 50. N 11. P. 1007—1010.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР

Новосибирск

Горьковский государственный университет

ГИФТИ

Горький

Поступило в Редакцию

22 августа 1988 г.

В окончательной редакции

30 мая 1989 г.

УДК 537.622

Физика твердого тела, том 31, в. 11, 1989

Solid State Physics, vol. 31, № 11, 1989

ОБНАРУЖЕНИЕ НЕМАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ КОБАЛЬТА В МАГНИТНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ $Gd_{1-x}Zr_xCo_2$

А. К. Курприянов, С. А. Никитин, А. В. Сальникова, З. С. Умхаева

В соединениях RCo_2 , где R — редкоземельный металл, атомы кобальта оказываются очень чувствительными к изменению окружения редкоземельными ионами. Наибольший интерес представляют соединения с гадолинием, поскольку ион Gd^{+3} находится в S-состоянии и эффекты кристаллического поля можно не принимать во внимание.

Изучение квазибинарных соединений $Gd_{1-x}Y_xCo_2$ показало [1-3], что обменное расщепление атомных уровней кобальта обусловлено междоузельным обменным взаимодействием. Соединения вблизи YCo_2 являются зонными парамагнетиками, для которых не выполняется критерий Стонера [4]. В связи с изложенным представляет интерес определить влияние четырехвалентного циркония на магнитное состояние кобальта в системе $Gd_{1-x}Zr_xCo_2$, так как наличие добавочного 4d-электрона может изменить плотность состояний в гибридной d-зоне сплава.

Образцы системы $Gd_{1-x}Zr_xCo_2$, где $0 \leq x \leq 0.5$, были выплавлены методом дуговой плавки в атмосфере очищенного аргона и отожжены в течение 180 ч при 850 °C и 10^{-6} мм рт. ст. Рентгеновский и металлографический анализы показали однофазность полученных образцов с кубической структурой фазы Лавеса $C15$.

Поведение атомов кобальта при замещении гадолиния немагнитными ионами Zr^{+4} изучалось с помощью ядерного спинового эха при температуре 78 К. Знак сверхтонкого поля на ядрах кобальта определялся наложением внешнего магнитного поля.

На рис. 1 представлены изменение положения центра тяжести спектров ЯМР кобальта (1), а также концентрационная зависимость двух сателлитов (2 — первого, 3 — второго), наблюдавшихся в этих спектрах. На рис. 2, а изображен спектр ЯМР ^{59}Co для образца $Gd_{0.6}Zr_{0.4}Co_2$ в отсутствие внешнего поля. При разбавлении гадолиниевой подрешетки атомами циркония центр тяжести спектров ЯМР ^{59}Co смещается вниз по частоте почти линейно

$$H_{ст}(x) = \gamma^{-1}ax + H_0, \quad (1)$$

где коэффициент $\alpha=0.18$ МГц, γ — гиромангнитное отношение для ядер кобальта, H_0 — значения сверхтонкого поля при экстраполяции $H_{ст}$ к $x \rightarrow 1$. Для «высокочастотного» спутника это соотношение выполняется при $\alpha_1=0.15$ МГц, а для «низкочастотного» — при $\alpha_2=5 \cdot 10^{-2}$ МГц. Интерполяция к составу $ZrCo_2$ дает величину H_0 для первого спутника 47 ± 5 кЭ, а для второго $H_0=51 \pm 5$ кЭ, т. е. в первом приближении можно считать значения H_0 для первого и второго спутников приблизительно одинаковыми и равными 50 ± 5 кЭ. При наложении внешнего магнитного поля $H=500$ Э «высокочастотный» спутник смещается вверх по частоте на 0.5 МГц, а «низкочастотный» уменьшает свою резонансную величину примерно на столько же, указывая тем самым на различное направление сверхтонкого поля, соответствующего наблюдаемым спутникам, относительно направления микроскопической намагниченности (рис. 2, б).

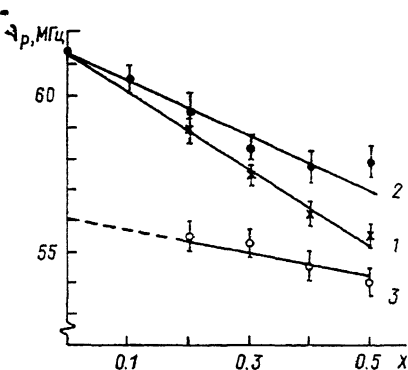


Рис. 1.

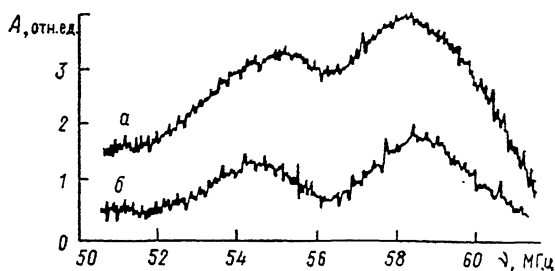


Рис. 2.

Для выяснения смысла полученных результатов общее сверхтонкое поле на ядрах кобальта удобно представить в виде

$$H_{ст}(x) = H_{обм} + H_{эж}(x), \quad (2)$$

где $H_{обм}$ — поле, обусловленное обменной раскомпенсацией внутренних s -оболочек атома кобальта под действием нескомпенсированного магнитного момента $3d$ -электронов; $H_{эж}$ — поле, возникающее за счет поляризации электронов проводимости $3d$ - и $4f$ -подрешетками. Для системы $Gd_{1-x}Y_xCo_2$ было найдено [8], что первый вклад отрицателен по отношению к направлению момента кобальта и равен 120 кЭ/ μ_B , а второй положителен, причем его величина в этом классе соединений колеблется от 44 до 70 кЭ [1-3].

Наши измерения намагниченности показывают, что в области изученных концентраций магнитный момент кобальта около $1 \mu_B$ и вклад в сверхтонкое поле за счет обменной поляризации не должен превышать 120 кЭ. Этот вклад направлен против магнитного момента кобальта μ_{Co} и совпадает с направлением намагниченности гадолиниевой подрешетки μ_{Gd} . Из экспериментального значения общего сверхтонкого поля 62 кЭ на ядре кобальта в соединении $GdCo_2$, пользуясь формулой (2), легко найти, что поле, обусловленное поляризацией электронов проводимости для высокочастотного спутника, оказывается равным 58 кЭ. Это почти совпадает со значением сверхтонкого поля для второго спутника. Следовательно, для этих локальных позиций полностью отсутствует вклад, связанный с существованием собственного магнитного момента кобальта.

Возникновение такого магнитного состояния атомов кобальта можно рассматривать как результат перехода d -электронов от циркония к атомам кобальта, в результате чего состояние последних, близкое к $3d^9$, переходит в состояние $3d^{10}$ и обменное расщепление $3d$ -состояния исчезает.

Очевидно, одновременное сосуществование «магнитного» и «немагнитного» состояния атомов кобальта требует учета неоднородного распределения спиновой плотности гибридных $3d$ - и $5d$ -электронов [5].

Список литературы

- [1] Hirose S., Tsuchida T., Nakamura Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1979. V. 47. N 3. P. 804—807.
- [2] Yoshie H. // J. Phys. Soc. Jap. 1978. V. 44. N 4. P. 1158—1161.
- [3] Taylor K. N. R., Christopher Y. T. // J. Phys. C. 1969. V. 2. P. N 12. 2237—2242.
- [4] Schwarz K., Mohn P. // J. Phys. F. 1985. V. 14. N 1. P. L129—L131.
- [5] Williams A. R., Zeller R., Moruzzi V. L., Gellat C. D., Kübler Y. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 3. P. 2067—2070.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
4 марта 1989 г.
В окончательной редакции
1 июня 1989 г.

УДК 539.184.2

Физика твердого тела, том 31, в. 11, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 11, 1989

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА SrO

В. С. Степанюк, А. А. Григоренко, О. В. Фарберович,
А. А. Кацнельсон

Кристаллы щелочноземельных оксидов обладают высокой прочностью и оптической прозрачностью в инфракрасной и видимой областях спектра. Эти свойства обуславливают широкое применение этих кристаллов в тех-

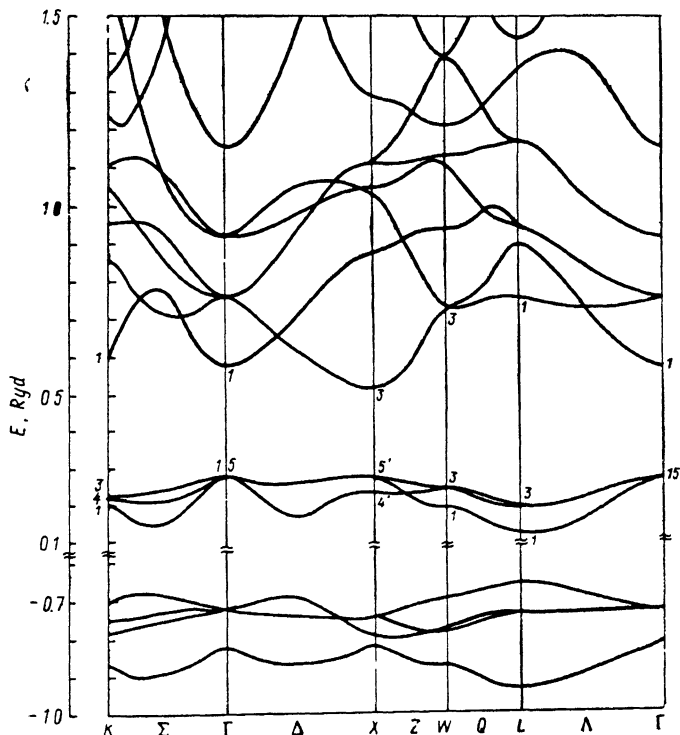


Рис. 1. Электронная зонная структура SrO .

нике, особенно в качестве оптически прозрачных покрытий. Ранее был предпринят цикл исследований электронной структуры соединений