

(табл. 2) высота щели h_g увеличивается на 0.4 \AA , что существенно уменьшает порог проникновения атомов Fe в T-пустоты. Приведенные соображения позволяют предположить, что при внедрении Li часть атомов Fe, занимавшая в $\text{Fe}_{0.15}\text{TiS}_2$ O-пустоты, переходит в T-пустоты.

Расстояние от атомов Fe до шести атомов серы в O-пустоте в соединении 2 получается равным 2.58 \AA , что на 0.1 \AA меньше экспериментального значения, отвечающего положению второго пика ФТ. Первый максимум ФТ отвечает связи $R=2.06 \text{ \AA}$ (табл. 1). Такое расстояние может реализоваться, если атом Fe располагается в T-пустоте на 0.2 \AA ниже ее геометрического центра, так что расстояние до вершины тетраэдра оказывается равным 2.61 \AA . Согласно предложенной модели, максимум с $r=2.15 \text{ \AA}$ (табл. 1) в соединении 2 отвечает трем координационным сферам: 6S (2.58 \AA), 1S (2.61 \AA) и 3 атомам Ti на расстоянии 2.88 \AA от атомов Fe в T-пустотах, что и объясняет разницу в 0.1 \AA экспериментального расстояния от расчетного. Построение модельного EXAFS-спектра и его Фурье-анализ в предположении о смешанной T- и O-координации атомов Fe в соединении 2 дают хорошее согласие с экспериментальным результатом при следующем соотношении типов координации: $\sim 40\%$ атомов Fe располагается в T-пустотах, остальные локализованы в центрах O-пустот.

На рисунке приведена ФТ образца 3. Среднее расстояние до атомов Fe, определенное по положению доминирующего максимума, получается равным 2.54 \AA . Такое расстояние может реализоваться при O-координации Fe в ВдВ-щели и уменьшении h_g , что в свою очередь позволяет утверждать: атомы Li при хранении образца на воздухе выходят из межслоевого пространства. В работе [5] также установлено уменьшение межплоскостного расстояния c в аналогичных условиях.

Л и т е р а т у р а

- [1] Friend R., Ioffe A. // Adv. in Phys. 1987. V. 36. N 1. P. 1—94.
- [2] Боровский И. Б., Ведринский Р. В., Крайзман В. Л. // УФН. 1986. Т. 149. № 2. С. 275—292.
- [3] Шуваев А. Т., Хельмер Б. Ю., Любезнова Т. А. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1985. Т. 49. № 8. С. 1471—1475.
- [4] Tulke W., Haensel R., Rabe P. // Phys. St. Sol. (a). 1983. V. 78. N 2. P. 539—542.
- [5] Голубь А. С., Новиков Ю. Н., Вольпин М. Е. // Изв. АН СССР, сер. хим. 1987. № 3. С. 478—482.
- [6] Dagluhardt D., Rabe P., Haeusel R. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 95. N 2. P. 439—442.
- [7] Whittingham M. S. // Prog. Sol. St. Chem. 1978. V. 12. P. 41—47.
- [8] Chianelli R. R., Scanlon G. C., Thompson A. H. // Mat. Res. Bull. 1975. V. 10. P. 1379—1382.
- [9] Takahashi T., Gamada O. G. // Sol. St. Chem. 1973. V. 7. N 1. P. 25—29.

Ростовский-на-Дону государственный
университет
Ростов-на-Дону

Поступило в Редакцию
25 июля 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ВСЕСТОРОННЕГО ДАВЛЕНИЯ НА МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И НАМАГНИЧЕННОСТЬ В МОНОКРИСТАЛЛЕ ГАДОЛИНИЯ

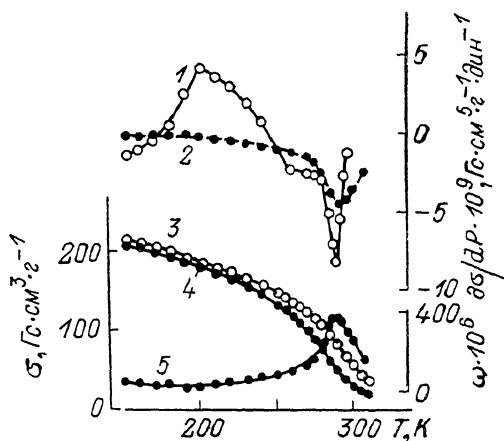
С. А. Никитин Р. В. Бездушный

В настоящей работе была поставлена задача исследования влияния всестороннего давления на намагниченность монокристалла гадолиния ($\Delta\sigma$ -эффект). Магнитная анизотропия гадолиния намного меньше, чем

у остальных редкоземельных металлов (РЗМ), вследствие чего магнитные поля напряженностью до 10 кЭ оказываются достаточными для намагничивания образца до технического насыщения вдоль любого кристаллографического направления в монокристалле [1]. Это создает возможность определения $\Delta\sigma$ -эффекта в статических магнитных полях ~ 10 кЭ не только в области процессов смещения и вращения, но и при магнитном насыщении в области парапроцесса. Измерения $\Delta\sigma$ -эффекта в Gd были выполнены для кристаллографических осей *b* и *c* с помощью методики, описанной ранее в работе [2]. Контроль качества монокристалла Gd аналогичен данным [2].

Рис. 1. Зависимости удельной намагниченности, $\Delta\sigma$ -эффекта и объемной магнитострикции монокристалла гадолиния от температуры.

Магнитное поле направлено вдоль оси *c*. 1, 2 — $\partial\sigma/\partial P$ при $H=0,2$ и 5 кЭ соответственно. 3, 4 — σ при $H=10$ кЭ и $P=10^6$ и 10^{10} дин/см² соответственно; 5 — ω при $H=10$ кЭ.



На рис. 1 представлены зависимости удельной намагниченности σ гадолиния от температуры в магнитном поле $H=10$ кЭ при атмосферном давлении и всестороннем сжатии до 10^{10} дин/см² (кривые 3, 4). Видно, что наибольшее влияние на удельную намагниченность оказывает высокое гидростатическое давление в области температуры Кюри $\theta=293$ К.

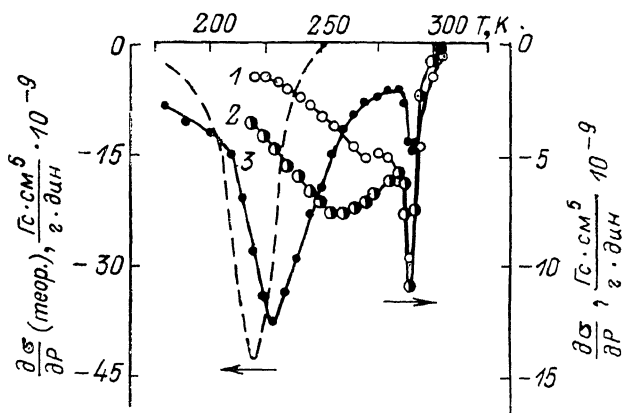


Рис. 2. Зависимость $\Delta\sigma$ -эффекта монокристалла гадолиния от температуры.

Магнитное поле направлено вдоль оси *b*. 1 — $H=1$, 2 — 0,5, 3 — 0,2 кЭ.

На рис. 1, 2 представлены зависимости $\Delta\sigma$ -эффекта от температуры при $H \parallel b$ и $H \parallel c$ (кривые 1, 2). Видно, что максимальное значение абсолютной величины $\Delta\sigma$ -эффекта достигается в сильных магнитных полях $H \sim \sim 10$ кЭ в области перехода из парамагнитного состояния в ферромагнитное при температуре Кюри, причем величина удельной намагниченности насыщения уменьшается, т. е. $\Delta\sigma$ -эффект в области парапроцесса отрицателен.

Сильное влияние всестороннего давления на удельную намагниченность в области фазового перехода парамагнетизм—ферромагнетизм объясняется резкой зависимостью температуры этого перехода от межатомных расстояний. Зависимость $\Delta\sigma$ -эффекта от температуры в магнитном поле,

в котором достигается техническое насыщение, может быть описана термодинамической формулой [3]

$$\frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial P} \right)_{H, T} = \frac{1}{\sigma_0} \left(\frac{\partial \sigma_0}{\partial P} \right)_{H, T} - \frac{T}{\Theta} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial P} \right)_{H, T} \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_{H, P}, \quad (1)$$

где σ_0 — удельная намагниченность при $T=0$ К. Результаты расчета по этой формуле приведены на рис. 1 (штриховая кривая). Для расчетов были использованы полученные экспериментально значения $\partial \Theta / \partial P = -1.4 \cdot 10^{-9}$ К·см²/дин и $\Theta = 293$ К (величиной $(1/\sigma_0) (\partial \sigma_0 / \partial P)_{H, T}$ можно пренебречь). Из сравнения кривой 2 и штриховой кривой видно, что формула (1) для гадолиния удовлетворительно описывает величину и зависимость от температуры $\Delta \sigma$ -эффекта в сильных магнитных полях в области парапроцесса.

Величина и знак $\Delta \sigma$ -эффекта существенно зависят от величины магнитного поля. Характерной особенностью этой зависимости является наличие максимума в области слабых магнитных полей. С понижением температуры магнитное поле, в котором наблюдается этот максимум, уменьшается. В области слабых магнитных полей $H \parallel c$, например при $H = 0.2$ кЭ, с понижением температуры абсолютная величина $\Delta \sigma$ -эффекта сначала уменьшается (рис. 1, 1), а пик на начальном участке кривой $(\partial \sigma / \partial P) (H)$ постепенно сглаживается. Затем при $T \approx 250$ К появляется область, в которой $\Delta \sigma$ -эффект имеет положительный знак.

При малых значениях магнитного поля (до 0.2 кЭ) на температурной зависимости $\Delta \sigma$ -эффекта, кроме «отрицательного» максимума вблизи температуры Кюри, имеется при $H \parallel b$ «отрицательный» максимум при $T \approx 230$ К, а при $H \parallel c$ «положительный» максимум при температурах вблизи $T = 200$ К (рис. 1, 2). Эти максимумы связаны со спин-переориентационным переходом, который имеет место в гадолинии ниже $T_{II} = 250$ К [4-6].

Угол ϑ между вектором σ_s и осью c определяется отношением констант магнитной анизотропии [5]

$$\sin^2 \vartheta = -K_1 / 2K_2, \quad (2)$$

где K_1, K_2 — константы магнитной анизотропии. Проекция σ_s на ось c и на перпендикулярную ей ось b равны

$$\sigma_c = \sigma_s \cos \vartheta, \quad \sigma_b = \sigma_s \sin \vartheta. \quad (3), (4)$$

Для того чтобы объяснить величину и положительный знак $\Delta \sigma$ -эффекта при $T \approx T_{II} = 250$ К, рассмотрим изменение под действием всестороннего давления проекции спонтанной удельной намагниченности на оси c и b , т. е. σ_c и σ_b , вследствие зависимости констант магнитной анизотропии, угла ϑ и величины спонтанной удельной намагниченности σ_s от всестороннего давления

$$\frac{\partial \sigma_c}{\partial P} = \cos \vartheta \frac{\partial \sigma_s}{\partial P} - \sigma_s \sin \vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial P}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \sigma_b}{\partial P} = \sin \vartheta \frac{\partial \sigma_s}{\partial P} + \sigma_s \cos \vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial P}. \quad (6)$$

Проекция удельной намагниченности на оси c и b и их изменение под действием всестороннего давления могут быть описаны формулами (5) и (6) для интервала магнитных полей, в котором отсутствуют процессы смещения границ доменов. При выполнении расчета использовались значения удельной спонтанной намагниченности σ_s , найденные из экспериментальных кривых намагничивания в магнитных полях, больших поля технического насыщения.

Значения угла ϑ и его зависимость от температуры взяты из работы [6]. По данным работ [1, 4] находились значения производной $\partial \vartheta / \partial P$. Расчеты показали, что зависимость $\Delta \sigma$ -эффекта от температуры качественно описывается формулами (5) и (6) при $H = 0.2$ кЭ (штриховая кривая на рис. 2).

Согласие улучшается при меньшем значении магнитного поля, что естественно, поскольку для расчетов использовались формулы, которые не учитывают изменение угла ϑ при возрастании магнитного поля.

В области более сильных магнитных полей ($H > 0.5$ кЭ) согласия экспериментальных данных и теоретических расчетов не наблюдается, так как угол ϑ в этих магнитных полях заметным образом изменяется, а в более сильных магнитных полях изменяется и величина σ_s за счет парапроцесса.

На основе экспериментальных данных о зависимости удельной намагниченности от всестороннего давления и термодинамического соотношения

$$(\partial\omega/\partial H)_T = -(\partial I/\partial P)_H, \quad (7)$$

где ω — объемная магнитострикция, I — намагниченность, для гадолиния была вычислена объемная магнитострикция. На рис. 1 приведены результаты вычисления объемной магнитострикции по формуле (7) для магнитного поля $H=10$ кЭ. Видно, что максимум объемной магнитострикции приходится на область температур вблизи температуры Кюри. Максимальное значение объемной магнитострикции весьма велико $\omega \sim 380 \cdot 10^{-6}$. С понижением температуры величина объемной магнитострикции уменьшается, оставаясь все время положительной.

Зависимость объемной магнитострикции от температуры в магнитном поле $H=0.5$ кЭ, направленном вдоль оси c , является более сложной. В области спин-переориентационных переходов в интервале температур 190—250 К наблюдаются небольшие отрицательные значения объемной магнитострикции $\omega \sim -6 \cdot 10^{-6}$, что связано с влиянием всестороннего давления на константы магнитной анизотропии гадолиния, в результате чего при высоком гидростатическом давлении удельная намагниченность в малых магнитных полях оказывается больше, чем при атмосферном давлении.

Таким образом, результаты проведенного исследования показали, что в гадолинии изменение удельной намагниченности под воздействием всестороннего давления обусловлено в общем случае тремя эффектами: а) изменением спонтанной намагниченности под действием всестороннего давления; б) изменением намагниченности в области технического намагничивания за счет действия всестороннего давления на константы магнитной анизотропии; в) изменением намагниченности вследствие действия всестороннего давления на температуру спин-переориентационного перехода.

Л и т е р а т у р а

- [1] Mihai V., Franse J. J. M. // Rev. Roum. Phys. 1976. V. 21. N 10. P. 1041—1048.
- [2] Никитин С. А., Бездушный Р. В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 5. С. 1854—1862.
- [3] Bloch D. // Doctour es sciences physiques. Paris, 1965.
- [4] Franse J. J. M., Mihai V. // Physica. 1977. V. 86—88B. P. 49—50.
- [5] Corner W. D., Tanner B. K. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1976. V. 9. P. 627—633.
- [6] Will G., Nathans R., Alpern H. A. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. P. 1045—1046.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
26 июля 1988 г.