

проявляется пик вблизи 0° . Такое поведение кривых означает, что междоузельные позиции, занимаемые атомами дейтерия, располагаются вдоль плоскостей $(10\bar{1}0)$ кристалла (рис. 2, ось $\langle 0001 \rangle$).

В направлении $\langle 10\bar{1}0 \rangle$, перпендикулярном базисной плоскости, наблюдается уменьшение выхода реакции $D(^3\text{He}, p)^4\text{He}$ по мере совмещения оси пучка с осью $\langle 10\bar{1}0 \rangle$. Минимум углового распределения выхода протонов в реакции существенно выше соответствующего минимума обратного рассеяния от подрешетки алюминия. С учетом проекций позиций дейтерия, установленных для оси $\langle 0001 \rangle$, наиболее вероятными проекциями положений внедренных атомов в направлении $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ являются позиции, изображенные на рис. 2.

Таким образом, атомы дейтерия в решетке $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ занимают узлы катионной подрешетки и два междоузельных положения, которые локализованы вблизи плоскости кислородного слоя. Это согласуется с предположением о позициях водорода в решетке кристалла корунда по данным ИК-спектроскопии [6].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Frerich H. P., Kolbitzer S. // Rad. Effects. 1984. V. 83. P. 135—142.
- [2] Antonic E. // Nucl. Instrum. and Meth. 1986. V. 14. P. 193—203.
- [3] Nilsen Bach B. // Phys. Rev. 1986. V. 37. N 11. P. 6353—6367.
- [4] Picraux S. T. // Nucl. Instrum. and Methods. 1981. V. 182/183. P. 413.
- [5] Swanson M. L. // Repts. Progr. Phys. 1982. V. 45. N 1. P. 66—68.
- [6] Волянец Ф. К., Сидорова Е. А., Сценуро Н. А. // ЖПС. 1972. Т. 17. С. 1088—1091.

Научно-производственное объединение
«Монокристаллреактив»
Харьков

Поступило в Редакцию
24 августа 1990 г.

В окончательной редакции
31 мая 1991 г.

МАГНИТОСТРИКЦИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ Mn_5Ge_3

С. М. Бармин, А. А. Севастьянов

В работе [1], посвященной изучению теплового расширения монокристаллов гексагонального ферромагнитного германида марганца Mn_5Ge_3 , было обнаружено, что магнитные вклады в температурный коэффициент линейного расширения (ТКЛР, α) для образцов, вырезанных вдоль осей легкого [001] и трудного [100] намагничивания, имеют сложную зависимость. С целью получения прямых данных о поведении магнитных составляющих ТКЛР (α_m) были исследованы полевые зависимости магнитострикции монокристаллов $\lambda(H)$ при различных температурах. В работе использовались те же образцы, что и в [1], а магнитострикция измерялась методом наклеенного тензодатчика в магнитных полях до 15 Тл с погрешностью не более 5 %.

1. Экспериментальные результаты

Результаты измерения магнитострикции монокристаллов Mn_5Ge_3 при различных температурах представлены на рис. 1.

В соответствии с термодинамикой полный коэффициент теплового расширения ферромагнитного материала можно представить в виде [2].

$$\alpha = \alpha_n + \frac{1}{\chi_P} \left(\frac{\partial \lambda}{\partial H} \right)_{T, P} \left(\frac{\partial \sigma_s}{\partial T} \right)_{H, P}, \quad (1)$$

где χ_P — восприимчивость парапроцесса, $\partial \lambda / \partial H$ — вынужденная магнитострикция, σ_s — самопроизвольная намагниченность, α_n — немагнитная часть теплового расширения. Поскольку $\chi_P > 0$, а $\partial \sigma_s / \partial t < 0$, знак величины $\partial \lambda / \partial H$ позволяет определить знак магнитного вклада в α . Из рис. 1 видно, что зависимости $\lambda(H)$ для различных направлений сильно анизотропны. При этом для оси трудного намагничивания [100] $\partial \lambda / \partial H > 0$, что указывает в силу соотношения (1) на отрицательный магнитный вклад в ТКЛР. Для направления [001] $\partial \lambda / \partial H$ изменяет знак в районе 220—240 К, что приводит к инверсии знака для магнитной составляющей ТКЛР.

2. Обсуждение экспериментальных результатов

В работе [3] было установлено, что на температурный ход намагниченности Mn_5Ge_3 большую роль оказывает явление магнитной анизотропии. Поэтому анализ магнитострикции

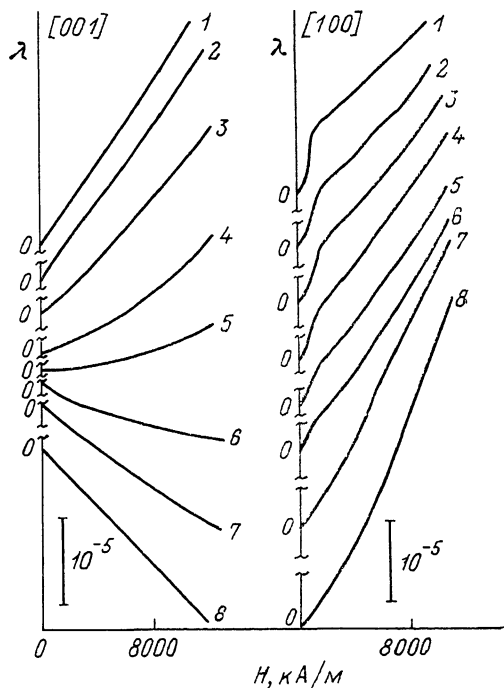


Рис. 1. Полевые зависимости магнитострикции монокристаллов Mn_5Ge_3 при различных температурах.

T, K : 1 — 85, 2 — 120, 3 — 160, 4 — 200, 5 — 220, 6 — 240, 7 — 260, 8 — 300.

тострикции Mn_5Ge_3 можно провести на основе формулы, полученной в [4], для магнитострикционных констант гексагонального кристалла

$$\lambda = \lambda_1^{\alpha, 0} (\beta_x^2 + \beta_y^2) + \lambda_2^{\alpha, 0} \beta_z^2 + \lambda_1^{\alpha, 2} (\beta_x^2 + \beta_y^2) \left(\alpha_x^2 - \frac{1}{3} \right) + \lambda_2^{\alpha, 2} \beta_x (\alpha_x^2 - \frac{1}{3}) + \lambda_3^{\alpha, 2} \beta_y (\alpha_x^2 - \frac{1}{3}) + \lambda^{\beta, 2} \left\{ \frac{1}{2} (\beta_x^2 - \beta_y^2) (\alpha_x^2 - \alpha_y^2) + 2 \beta_x \beta_y \alpha_x \alpha_y \right\} + 2 \alpha_x^{\beta, 2} (\beta_x \alpha_x + \alpha_y \beta_y) \alpha_x \beta_x, \quad (2)$$

где $\lambda_i^{\alpha, l}$ — магнитострикционные константы, α_i и β_i — направляющие косинусы векторов намагниченности и направления измерения деформации соответственно.

В случае Mn_5Ge_3 , который является сильным одноосным ферромагнетиком с направлением легкого намагничивания вдоль оси С [5, 6], магнитострикционные вклады вдоль направлений [001] и [100] могут быть записаны в виде соотношений

$$\lambda_{[001]} = \lambda_1^{\alpha, 0} + \frac{2}{3} \lambda_1^{\alpha, 2},$$

$$\lambda_{[100]} = \lambda_2^{\alpha, 0} + \frac{2}{3} \lambda_2^{\alpha, 2}. \quad (3)$$

Здесь константы $\lambda_1^{\alpha, 0}$ и $\lambda_2^{\alpha, 0}$ обусловлены изменением энергии обменного взаимодействия. Обменная магнитострикция вносит наибольший вклад в области точки Кюри, где обменная энергия претерпевает особенно сильные изменения.

В нулевом поле температурные зависимости $\lambda_1^{\alpha, 0}$ и $\lambda_2^{\alpha, 0}$ определяются температурным ходом квадрата намагниченности

$$\lambda_i^{\alpha, 0}(T) = \lambda_i^{\alpha, 0}(0) \sigma_i^2(T), \quad (4)$$

где $\sigma_i^2(T) = \sigma_i^2/\sigma_i^2(0)$ — отношение удельных намагниченностей при температуре T и $T=0$ К, а $\lambda_i^{\alpha, 0}(0)$ — стрикционная константа при $T=0$ К.

Члены $\lambda_1^{\alpha, 2}$ и $\lambda_2^{\alpha, 2}$ описывают изменение параметров решетки c/a в гексагональной структуре при сохранении ее симметрии и связаны с анизотропными взаимодействиями в кристалле. Для ферромагнитных материалов основной вклад в $\lambda_1^{\alpha, 2}$ и $\lambda_2^{\alpha, 2}$ дает одноионная магнитострикция, являющаяся следствием зависимости энергии магнитной анизотропии от деформации.

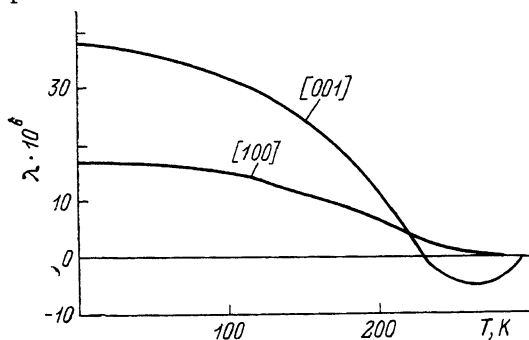


Рис. 2. Температурные зависимости магнитострикционных констант для монокристалла Mn_5Ge_3 .

Для Mn_5Ge_3 зависимость энергии магнитной анизотропии от температуры определяется температурным ходом первой константы анизотропии $K_1(T)$. Как показано в [4], температурные зависимости $\lambda_1^{\alpha, 2}$, $\lambda_2^{\alpha, 2}$ и $K_1(T)$ могут быть описаны с помощью формул

$$\lambda_i^{\alpha, 2}(T) = \lambda_i^{\alpha, 2}(0) \hat{I}_{s/2}(\sigma_i), \quad (5)$$

$$K_1(T) = K_1(0) \hat{I}_{s/2}(\sigma_i), \quad (6)$$

где $\lambda_i^{\alpha, 2}(0)$ и $K_1(0)$ — соответственно стрикционная константа и константа анизотропии при $T=0$; $\hat{I}_{s/2}(\sigma_i)$ — гиперболическая функция Бесселя. Из (5) и (6) следует, что температурная зависимость $\lambda_i^{\alpha, 2}(T)$ ведет себя так же, как первая константа анизотропии

$$\frac{\lambda_i^{\alpha, 2}(T)}{\lambda_i^{\alpha, 2}(0)} = \frac{K_1(T)}{K_1(0)}. \quad (7)$$

С помощью данных по магнитострикции, намагниченности, поведению первой константы анизотропии [3] и формулы (3) были установлены температурные зависимости констант магнитострикции (рис. 2), которые полностью отражают магнитные вклады в тепловое расширение Mn_5Ge_3 .

Итак, магнитострикция монокристаллов Mn_5Ge_3 обладает сильной анизотропией и обусловлена изменением энергий обменного взаимодействия и одноионной магнитной анизотропии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Севастьянов А. А., Бармин С. М., Кортов С. В. и др. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 12. С. 3612—3616.
- [2] Белов К. П. Магнитные превращения. М.: Наука, 1980. 239 с.
- [3] П. Вржежично. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1964. Т. 28. № 3. С. 601—606.
- [4] Callen E., Callen H. // Phys. Rev. 1965. V. A139. N 2. P. 455—471.
- [5] Cizewski R. // Phys. Stat. Sol. 1963. V. 3. N 11. P. 1999—2004.
- [6] Cizewski R. // Phys. Stat. Sol. 1964. V. 49. N 1. P. 199—203.

Уральский политехнический институт
им. С. М. Кирова
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
8 января 1991 г.
В окончательной редакции
15 мая 1991 г.