УДК 538.13


# МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ АНИЗОТРОПИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ

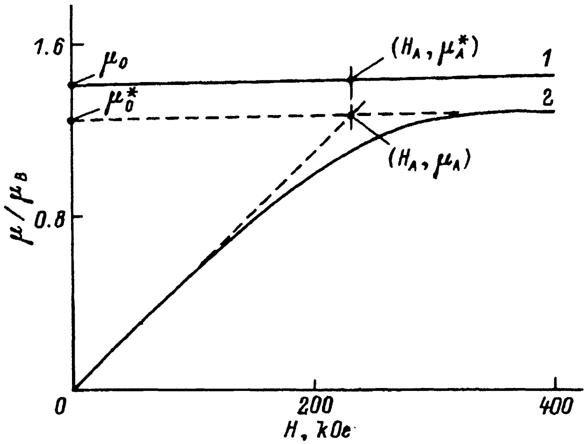
*Е.В.Розенфельд, А.В.Королев*

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург
(Поступила в Редакцию 27 сентября 1994 г.)

Предлагается феноменологическая модель, описывающая магнитокристаллическую анизотропию магнетиков с замороженным орбитальным моментом. Модель описывает также и анизотропию намагниченности насыщения, не исчезающую при $T \to 0$ К. Для определения феноменологических параметров модели достаточно обычных магнитометрических измерений (кривых намагничивания). Показана возможность определения из таких измерений константы спин-орбитального взаимодействия для ферромагнитных металлов, а также возможность разделения вкладов в намагниченность от орбитального и спинового моментов. Получены константы спин-орбитального взаимодействия и $g$-факторы для атомов кобальта в чистом металле и в ряде его интерметаллических соединений.

Хорошо известно, что в магнетиках с замороженным орбитальным моментом природа магнитной кристаллической анизотропии (МКА) связана с зависимостью энергии спин-орбитального взаимодействия от направления намагниченности [1]. Это же взаимодействие (вместе с внешним магнитным полем $H$) частично размораживает орбитальный момент (ОМ), причем степень размораживания, или, другими словами, $g$-фактор, тоже зависит от направления намагниченности. Поэтому встает естественный вопрос о связи между МКА и анизотропией ОМ (или, что то же самое, анизотропией намагниченности насыщения), т.е. разностью между значениями намагниченности в области парапроцесса при приложении поля $H$ вдоль разных кристаллографических направлений. Особенно важен этот вопрос для высокоанизотропных металлических магнетиков, в которых анизотропия намагниченности насыщения весьма значительна (см. рисунок, таблицу, а также работы [2–6]).

Несложно проанализировать эту ситуацию на примере простейшей модельной системы. Рассмотрим не полностью заполненную электронную оболочку, помещенную в сильное кристаллическое поле низкой симметрии. Будем полагать, что ОМ каждого электрона $l$ все же остается хорошим квантовым числом, хотя вырождение по его проекциям снимается полностью, и, следовательно, ОМ полностью заморожен. Учитывая спин-орбитальное взаимодействие $H_{sl} = \zeta \sum(s_i l_i)$ (сумма по




Типичный вид кривых намагничивания магнитно-одноосных монокристаллов $RCo_5$ ($R = Y, Ce, Th$) вдоль ($\mathbf{H} \parallel c$) (*1*) и поперек ($\mathbf{H} \perp c$) (*2*) оси легкого намагничивания.

Сплошные линии — экспериментальные данные для $CeCo_5$ при 4.2 K [5], штриховые — продолжение линейных участков зависимости $\mu(H)$ при $\mathbf{H} \perp c$, точки — характерные параметры, $\mu$ — среднее значение магнитного момента атома кобальта.

всем электронам) в низшем порядке теории возмущений, для поправки к энергии основного состояния и средних по нему значений компонент полного ОМ оболочки $\mathbf{L}$ нетрудно получить выражения

$$\delta E = -\zeta^2 \sum_{\gamma,\nu} \frac{\left|\langle\gamma|\hat{l}_x|\nu\rangle\right|^2 \sin^2\theta + \left|\langle\gamma|\hat{l}_z|\nu\rangle\right|^2 \cos^2\theta}{E_\gamma - E_\nu},$$

$$\hat{L}_x = -2\zeta \sum_{\gamma,\nu} \frac{\left|\langle\gamma|\hat{l}_x|\nu\rangle\right|^2 \sin\theta}{E_\gamma - E_\nu}, \qquad \hat{L}_z = -2\zeta \sum_{\gamma,\nu} \frac{\left|\langle\gamma|\hat{l}_z|\nu\rangle\right|^2 \cos\theta}{E_\gamma - E_\nu}. \tag{1}$$

Суммирование по $\gamma$ здесь идет по свободным, а по $\nu$ — по занятым одночастичным состояниям, причем мы считаем, что полный спин оболочки $S$ и его проекция на ось $\xi$, направленную под углом $\vartheta$ к оси $\hat{Z}$ в плоскости $ZX$, максимальны. Очевидно, что в этом случае выигрыш в энергии спин-орбитального взаимодействия и величина размороженного ОМ прямо пропорциональны друг другу, т.е. первопричиной возникновения МКА является именно анизотропия ОМ. Подчеркнем, что в таких системах в отличие от магнетиков с размороженным ОМ [9,10] анизотропия намагниченности имеет место и при температуре 0 K. Впервые сильный низкотемпературный эффект анизотропии намагниченности был обнаружен в [2].

Естественным обобщением (1) является запись энергии $E$ в виде

$$E = -\lambda(\mathbf{LS}) + \alpha_\parallel L_\parallel^2 + \alpha_\perp L_\perp^2, \tag{2}$$

где $\lambda = \zeta/S\,\mathrm{sign}(n - 2l - 1)$, $n$ — число частиц в оболочке, а $\alpha_\parallel$ и $\alpha_\perp$ — феноменологические параметры, характеризующие «жесткость» замораживания ОМ вдоль ($\parallel$) и поперек ($\perp$) оси $\hat{Z}$. При соответствующем

Экспериментальные значения магнитного момента $\mu_0$ и разности моментов $\Delta\mu = \mu_0 - \mu_A$ в расчете на атом кобальта; вычисленные с использованием экспериментальных данных [3−5, 7,8] константа спин-орбитального взаимодействия $\lambda$, максимальное и минимальное значения магнетомеханического фактора $g' = 2(\mu_s + \mu_l)/(\mu_s + 2\mu_l)$ для кобальта и ряда интерметаллидов $RCo_5$, а также значения $g'$, определенные из других экспериментов [4]

| Состав | $\mu_0$, $\mu_B$ | $\Delta\mu$, $\mu_B$ | $\lambda$, $10^{-16}$erg | $g'_{\min}$ | $g'_{\max}$ | $g'$ [4] | Литературная ссылка |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Co | 1.729 | 0.008 | 240 | 1.91 | 1.99 | 1.87 | [7,8] |
| $YCo_5$ | 1.666 | 0.062 | 460 | 1.80 | 1.95 | 1.67 | [3] |
| $CeCo_5$ | 1.424 | 0.171 | 260 | 1.72 | 1.79 | – | [5] |
| $ThCo_5$* | 0.920 | 0.120 | 140 | 1.52 | 1.77 | – | [4] |
| $ThCo_5$** | 1.446 | 0.078 | 380 | 1.75 | 1.90 | – | [4] |

* Точный состав соответствует формуле $Th_{0.965}Co_{5.07}$.

** Точный состав соответствует формуле $Th_{0.95}Co_{5.10}$.

очевидном выборе значений $\alpha_\parallel$ и $\alpha_\perp$ минимизация (2) по $L_\parallel$ и $L_\perp$ немедленно приводит к (1).

Добавив к (2) энергии обменного и зеемановского взаимодействий, мы получаем выражение для энергии (точнее, термодинамического потенциала) магнетика с одноосной симметрией

$$E = -a\mu_s^2 + b\mu_s^4 - \frac{\lambda}{2}(\boldsymbol{\mu}_s \cdot \boldsymbol{\mu}_l) + \alpha_\parallel \left(\mu_l^\parallel\right)^2 + \alpha_\perp \left(\mu_l^\perp\right)^2 - \mu_B \mathbf{H}(\boldsymbol{\mu}_s + \boldsymbol{\mu}_l). \quad (3)$$

Здесь первые два слагаемых — разложение Гинзбурга–Ландау для обменной энергии, а $\mu_s$ и $\mu_l$ — спиновый и орбитальный магнитные моменты узла в единицах магнетона Бора $\mu_B$. Минимизация (3) по $\boldsymbol{\mu}_s$ и $\boldsymbol{\mu}_l$ дает простые уравнения, описывающие полевые зависимости компонент $\boldsymbol{\mu}_s$, $\boldsymbol{\mu}_l$ и $\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_s + \boldsymbol{\mu}_l$ (кривые намагничивания). В частности, при $\mathbf{H}$, параллельном и перпендикулярном «легкой» оси $\hat{Z}$, соответственно получаем

$$\mathbf{H} \parallel \hat{Z}: \qquad \mu_\parallel(H) = \mu_0 + \frac{\chi_\parallel H}{\mu_B}, \quad \mu_0 = \mu_s^0 + \mu_l^0 = \mu_s^0\left(1 + \frac{\lambda}{4\alpha_\parallel}\right),$$

$$\mathbf{H} \perp \hat{Z}: \qquad \mu_\perp(H) = \begin{cases} \mu_A H/H_A, & H \leqslant H_A, \\ \mu_A + \dfrac{\chi_\perp(H - H_A)}{\mu_B}, & H > H_A, \end{cases}$$

$$\mu_A = \mu_s^0\left(1 + \frac{\lambda}{4\alpha_\perp}\,\frac{4\alpha_\parallel + \lambda}{4\alpha_\perp + \lambda}\right) < \mu_0, \qquad H_A = \frac{\lambda^2\mu_s^0}{2\mu_B}\,\frac{\alpha_\perp - \alpha_\parallel}{\alpha_\parallel(4\alpha_\perp + \lambda)}. \quad (4)$$

Относительно громоздкие выражения для спинового момента $\mu_s$ в нулевом поле и для восприимчивостей парапроцесса $\chi_\parallel$, $\chi_\perp$ через феноменологические параметры $a$, $b$, $\alpha_\parallel$, $\alpha_\perp$ и $\lambda$ мы здесь не приводим. Однако ясно (см. рисунок), что

$$\chi_\parallel = \mu_B\left(\mu_A^* - \mu_0\right)/H_A, \qquad \chi_\perp = \mu_B\left(\mu_A - \mu_0^*\right)/H_A. \quad (5)$$

Поэтому пять указанных феноменологических параметров могут быть непосредственно связаны с пятью характерными параметрами кривых намагничивания $\mu_0$, $\mu_A$, $\mu_0^*$, $\mu_A^*$ и $H_A$. Постоянная спин-орбитального взаимодействия $\lambda$ выражается через них непосредственно

$$\lambda = 2\mu_B H_A/(\mu_0 - \mu_A) \tag{6}$$

и поэтому может быть просто определена из эксперимента по измерению кривых намагничивания в легком и трудном направлениях.[1] В выражении для параметров $\alpha_\parallel$, $\alpha_\perp$, определяющих вклады орбитальной системы в намагниченность при различных ориентациях последней

$$\alpha_\parallel = \frac{\lambda\mu_s^0}{4(\mu_0 - \mu_s^0)}, \qquad \alpha_\perp = \frac{\lambda(\mu_0 - \mu_A + \mu_s^0)}{4(\mu_A - \mu_s^0)}, \tag{7}$$

входит, однако, и спиновый момент $\mu_s^0 = \mu_s(H = 0)$. Определение его только через параметры двух экспериментальных кривых намагничивания (см. рисунок) в рамках данной модели невозможно, так как последние связаны тождеством

$$(\mu_0 - \mu_0^*)^{-1} - (\mu_A^* - \mu_A)^{-1} = \mu_0^{-1}. \tag{8}$$

Поэтому для однозначного разделения магнитного момента $\mu$ на $\mu_s$ и $\mu_l$ необходимо привлечение дополнительных экспериментальных данных (например, кривых вращательных моментов). Однако используя только кривые намагничивания, очень просто найти верхнюю и нижнюю грани $\mu_s^0$, поскольку, как нетрудно показать, во всей области вращения намагниченности ($H < H_A$) при $\mathbf{H} \perp Z$ величина $\mu_s$ не меняется $\mu_s = \mu_s^0$. Поэтому верхней гранью для $\mu_s^0$ является $\mu_A$ (соответствует предположению $\alpha_\perp \to \infty$, $\mu_l^\perp = 0$). Нижнюю грань для $\mu_s^0$ легко определить, полагая, что парапроцесс в спиновой системе полностью отсутствует, т.е. $\mu_s \equiv \mu_s^0$ в любых полях. В этом случае сразу находим $\alpha_i = \mu_B^2/(2\chi_i)$, $i =\parallel, \perp$.

Таким образом, предложенная модель может служить основой для описания магнитометрических экспериментов в металлических ферромагнетиках и позволяет при использовании экспериментальных данных сделать количественные оценки констант вещества, которые трудно поддаются определению. Так, анализ данных для кобальта [7,8] и некоторых его интерметаллических соединений типа $RCo_5$ [3–5] с предположительно немагнитными атомами R позволяет найти константу $\lambda$ и оценить верхнюю и нижнюю грани магнетомеханического отношения $g' = 2(\mu_s + \mu_l)/(\mu_s + 2\mu_l)$ для атома кобальта в этих веществах.

В заключение отметим, что для магнетиков с низкой энергией МКА можно надеяться получить достаточно точные значения входящей в (6) разности $\Delta\mu = \mu_0 - \mu_A$, а следовательно, и значения константы $\lambda$. В качестве основы одного из чувствительных методов определения величины $\Delta\mu$ можно использовать измерение сигнала, наводимого в контуре

---

[1] Отметим, что (6) или выражение для $H_A$ (4) заменяют в этой модели классическое выражение $H_A = 2K/M_s$ ($K$ — константа анизотропии, $M_s$ — намагниченность насыщения).

(катушке) при поворотах или непрерывном вращении образца, находящегося в определенном магнитном поле. Ранее такой способ измерения разностей намагниченности был использован одним из авторов настоящей работы при изучении эффектов наведенной магнитной анизотропии [11].

### Список литературы


[1] Ирхин Ю.П. УФН **151**, *2*, 321 (1986).
[2] Ермоленко А.С., Розенфельд Е.В. ФММ **48**, *3*, 506 (1979).
[3] Alameda J.M., Givord D., Lemaire R., Lu Q. J. Appl. Phys. **52**, *3*, 2079 (1981).
[4] Givord D., Laforest J., Lemaire R., Lu Q. J. Magn. Magn. Mater. **31–34**, 191 (1983).
[5] Bartashevich M.I., Goto T., Radwanski R.J., Korolyov A.V. J. Magn. Magn. Mater. **131**, 61 (1994).
[6] Matthaei R., Franse J.J.M., Sinnema S., Radwanski R.J. J. de Phys. **49**, *C8*, 533 (1988).
[7] Pauthenet R. Proc. Int. Symp. High Field Magnetism. North Holland Publ. Comp. (1983), p. 77–86; Comptes rendus. **297**, 13 (1983).
[8] Paige D.M., Szpunar B., Tanner B.K. J. Magn. Magn. Mater. **44**, 239 (1984).
[9] Callen E.R., Callen H.B. J. Phys. Chem. Sol. **16**, 310 (1960).
[10] Ермоленко А.С., Розенфельд Е.В., Ирхин Ю.П., Келарев В.В., Рожда А.Ф., Сидоров С.К., Пирбоев А.Н., Вохмянин А.П. ЖЭТФ **69**, 1743 (1975).
[11] Korolyov A.V., Gaviko V.S., Mushnikov N.V. IEEE Trans. Magn. **29**, 2899 (1993).