по отношению к воздействию магнитного поля. При $H^{\parallel} > 160$ кА/м ($H^{\perp} > 80$ кА/м) во всей области температур от линий необратимости (*1*, *2*) до 0 К реализуются частично неупорядоченные состояния со структурой типа асперомагнитной.

Список литературы

[1] Ефимова Н. Н., Ткаченко Н. В., Борисенко А. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1331—1337.
[2] Ефимова Н. Н., Попков Ю. А., Ткаченко Н. В. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 9. С. 981—984.
[3] Efimova N. N., Popkov Yu. A., Tkachenko N. V. // Phys. St. Sol. (b). 1989. V. 154. N 1. P. 353—362.
[4] Fischer K. H. // Z. Phys. B. 1985. V. 60. N 1. P. 151—159.
[5] Ефимова Н. Н., Попков Ю. А., Ткаченко Н. В. // ФНТ. 1989. Т. 15. № 10. С. 1055—1065.

Харьковский государственный университет им. Горького

Поступило в Редакцию 29 октября 1990 г.

УДК 537.61

© Физика твердого тела, том 33, № 5, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 5, 1991

К ТЕОРИИ ОДНОИОННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ФЕРРИМАГНИТНЫХ АМОРФНЫХ СПЛАВАХ

С. Н. Ляхимец

1. В последних экспериментальных работах [1-3] показано, что в аморфных пленках ПМ—РЗ (ПМ — переходной металл Fe, Co; РЗ — редкоземельный элемент) практически для всех РЗ элементов наблюдаемые зависимости константы одноосной магнитной анизотропии (МА) K_u хорошо описываются одноионной моделью. В частности, выполняется известный для кристаллических магнетиков закон «степени $l\,(l+1)/2$» [4-6]. Используя основные идеи работ [4-6] для кристаллических магнетиков в настоящем сообщении предложена теория одноионной МА применительно к аморфным магнетикам.

2. Рассмотрим ферримагнитный аморфный сплав из магнитных элементов двух сортов 1 и 2 (например, магнитных ПМ и РЗ подрешеток). В рамках достаточно общей суперпозиционной модели кристаллического поля [7], взаимодействие магнитного иона с электростатическим полем, созданным ближайшими соседними ионами описывается гамильтонианом

$$\hat{H}^{i(\alpha)}_{el} = \sum_{l} \sum_{m=-l}^{l} B^{i(\alpha)}_{lm} Y^m_l (\mathbf{J}^{(\alpha)}), \tag{1}$$

где величина $B^{i(\alpha)}_{lm}$ равна

$$B^{i(\alpha)}_{lm} = 4\pi \sum_{\beta} \sum_{j} b^{(\alpha\beta)}_l (R_{ij})\, Y^m_l (\Theta_{ij}, \Phi_{ij}).$$

В (1) $l=2, 4, 6$ для РЗ ионов, $l=2, 4$ для ионов ПМ; i и j нумеруют ионы; индексы α, β перечисляют сорта ионов (α, $\beta=1, 2$); $Y^m_l(\mathbf{J}^{(\alpha)})$ — эквивалентные операторы, построенные стандартным образом с помощью сферических гармоник $Y^m_l(\Theta, \Phi)$ на компонентах углового момента $\mathbf{J}^{(\alpha)}$ иона сорта α (в случае ПМ иона на компонентах полного спина); Θ_{ij} и Φ_{ij} — сферические углы радиус-вектора $\mathbf{R}_{ij}$, соединяющего ионы i и j в системе координат общей для магнетика; $R_{ij}=|\mathbf{R}_{ij}|$, $b^{(\alpha\beta)}_l(R_{ij})$ — параметры суперпозиционной модели. Зависящая от ориентации намагниченности ν ($|\nu|=1$) часть термодинамического потенциала (энергия МА) определяется выражением

$$\Phi_a(\nu, T) = \sum_\alpha c_\alpha \sum_l \sum_{m=-l}^{l} \langle B_{lm}^{i(\alpha)} \rangle_S \langle Y_l^m (\mathbf{J}^{(\alpha)}) \rangle_T. \tag{2}$$

В (2) c_α — концентрация атомов сорта α; $\langle \ldots \rangle$ — усреднения: T — температурное, S — структурное. Последнее необходимо ввиду неупорядоченности аморфного сплава. В классическом пределе больших значений моментов $J^{(\alpha)}$ среднее $\langle Y_l^m (\mathbf{J}^{(\alpha)}) \rangle_T$ рассчитано в [5]

$$\langle Y_l^m (\mathbf{J}^{(\alpha)}) \rangle_T = \hat{I}_{l+1/2} [L^{-1}(m_\alpha)] Y_l^m (\nu), \tag{3}$$

где $\hat{I}_{l+1/2}[x] = I_{l+1/2}(x)/I_{1/2}(x)$, $I_{l+1/2}(x)$ — гиперболическая функция Бесселя, $L^{-1}(y)$ — обратная функция Ланжевена, $m_\alpha = M_\alpha(T)/M_\alpha(0)$, $M_\alpha(T)$ — намагниченность подрешетки α при температуре T.

Характеристикой ближнего структурного упорядочения является парная атомная функция распределения (АФР) $W^{(\alpha\beta)}(\mathbf{R})$. Если атом α помещен в начале координат, то $W^{(\alpha\beta)}(\mathbf{R})\, d\mathbf{R}$ — количество атомов β в объеме $d\mathbf{R}$ с радиус-вектором $\mathbf{R}$. В реальных аморфных пленках АФР не является изотропной [8-10]. Представим АФР в виде разложения по сферическим гармоникам

$$W^{(\alpha\beta)}(\mathbf{R}) = (c_\beta/c) \left[G_0^{(\alpha\beta)}(R) + \sum_k \sum_{q=-k}^{k} S_{kq}^{(\alpha\beta)} G_k^{(\alpha\beta)}(R)\, Y_k^q(\Theta, \Phi) \right], \tag{4}$$

где $S_{kq}^{(\alpha\beta)}$ — коэффициенты, определяющие анизотропию АФР с радиальным распределением $G_k^{(\alpha\beta)}(R)$, $R = |\mathbf{R}|$, $c = c_1 + c_2$, Θ и Φ — сферические углы вектора R. Тогда $\langle B_{lm}^{i(\alpha)} \rangle_S = \sum_\beta (c_\beta/c)\, S_{lm}^{(\alpha\beta)} \langle b_l^{(\alpha\beta)} \rangle_R$, где $\langle b_l^{(\alpha\beta)} \rangle_R = \int_0^{+\infty} dR\, 4\pi R^2 b_l^{(\alpha\beta)}(R)\, G_l^{(\alpha\beta)}(R)$. Окончательно для энергии МА получим

$$\Phi_a(\nu, T) = \sum_l \sum_{m=-l}^{l} K_l^m(T)\, Y_l^m(\nu), \tag{5}$$

$$K_l^m(T) = \sum_{\alpha,\, \beta=1,\, 2} (c_\alpha c_\beta / c)\, S_{lm}^{(\alpha\beta)} \langle b_l^{(\alpha\beta)} \rangle_R\, \hat{I}_{l+1/2} [L^{-1}(m_\alpha)]. \tag{6}$$

Главным следствием соотношения (6) является то, что $K_l^m \sim S_{lm}$. При низких температурах $\hat{I}_{l+1/2}[L^{-1}(m_\alpha)] \approx m_\alpha^{l(l+1)/2}$ из (6) следует закон «степени $l(l+1)/2$».

3. Рассмотрим случай аморфных пленок. Ограничившись лишь коэффициентами $S_{2m}^{(\alpha\beta)}$ в (4) и учтя анизотропию АФР в пределах первой координационной сферы, можно приближенно записать $(c_\beta/c) \langle b_2^{(\alpha\beta)} \rangle_R \approx \approx b_2^{(\alpha\beta)}(\bar{R}_{\alpha\beta}) Z_{\alpha\beta}$, где $Z_{\alpha\beta}$ — число ближайших соседей сорта β, окружающих атом α, $R_{\alpha\beta}$ — среднее расстояние между ними. Если анизотропия АФР $W^{(\alpha\beta)}(R)$ обусловлена только тем, что атомы β располагаются преимущественно в определенных направлениях вокруг атома сорта α, то как показано в [10] коэффициенты $S_{2m}^{(\alpha\beta)}$ связаны равенствами: $S_{2m}^{(\alpha\alpha)} Z_{\alpha\alpha} + + S_{2m}^{(\alpha\beta)} Z_{\alpha\beta} = 0$, $S_{2m}^{(\alpha\beta)} = S_{2m}^{(\beta\alpha)} = S^m$, $\alpha \neq \beta$. С учетом этого получим для коэффициентов МА

$$K_2^m(T) \cong S^m \{ c_1 Z_{12} [b_2^{(12)}(\bar{R}_{12}) - b_2^{(11)}(\bar{R}_{11})]\, m_1^3(T) + \\ + c_2 Z_{21} [b_2^{(21)}(\bar{R}_{21}) - b_2^{(22)}(\bar{R}_{22})]\, m_2^3(T) \}. \tag{7}$$

Именно степень 3 при намагниченности подрешетки хорошо описывала эксперимент [3, 4]. Как правило вклад в энергию МА от РЗ ионов значительно больше, чем от ионов ПМ. Тогда при характерных параметрах

$(b_2^{(21)}-b_2^{(22)})\approx 1$ см$^{-1}$ [7], $Z_{21}\approx 10$, $c_2\approx 10^{23}$ см$^{-3}$ для K_u (в записи $\Delta\Phi_a = K_u \sin^2\theta$) в одноосной пленке ($S_{2m}^{(\alpha\beta)}=0$ при $m\neq 0$, ось z — нормаль к пленке) получим оценку при $T=0$: $K_u=(-3/4)\sqrt{5/\pi}\ \ K_0^2(0)\approx S^0\times\times 10^8$ эрг/см^3, откуда следует, что для достижения наблюдаемой величины $K_u^{\text{эксп}}\approx 10^6$ эрг/см^3 [1-3] необходима анизотропия АФР порядка 1 % ($S^0\sim 0.01$), что является вполне разумным.

Список литературы

[1] Sato R., Saito N., Togami Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 4. P. L266—L268.
[2] Miyazaki T., Hayashi K., Yamaguchi S., Takahashi M., Yoshihara A., Shimamory T., Wahiyama T. // J. Magn. Magn. Mat. 1988. V. 75. N 3. P. 243—251.
[3] Takahashi M., Yoshihara A., Shimamory T., Wakiyama T., Miyazaki T., Hayashi K., Yamaguchi S. // J. Magn. Magn. Mat. 1988. V. 75. N 3. P. 252—261.
[4] Акулов Н. С. Ферромагнетизм. М.: ОНТИ, 1939. 187 с.
[5] Callen E., Callen H. // J. Phys. Solids. 1960. V. 16. N 3. P. 310—328.
[6] Callen H., Callen E. // J. Phys. Chem. Solids. 1966. V. 27. N 8. P. 1271—1285.
[7] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М., 1985. 296 с.
[8] Craczyk J. F. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 3. P. 1738—1740.
[9] Cargill III G. S., Mizoguchi T. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 3. P. 1753—1755.
[10] Mizoguchi T., Cargill III G. S. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 5. P. 3570—3582.

Институт металлофизики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
31 октября 1990 г.

УДК 538.22

© *Физика твердого тела, том 33, № 5, 1991*
Solid State Physics, vol. 33, N 5, 1991

КООПЕРАТИВНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ТИПА ЯНА—ТЕЛЛЕРА В НИЗКОРАЗМЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЕ

А. Е. Боровик, А. А. Звягин

Низкотемпературное магнитное поведение диэлектриков с редкоземельными ионами теоретически описывают с помощью систем эффективных спинов $s=1/2$. Такое сокращение описания приводит к сильной анизотропии магнитных свойств этих эффективных спинов: эти системы — магнетики $X—Y$ или изинговского типа [1]. В диэлектриках, содержащих редкоземельные ионы, возможны фазовые переходы типа Яна—Теллера, связанные с кроссовером [1]. Эти переходы проявляются, в частности, в изменениях поведения намагниченности кристалла с изменением внешнего магнитного поля или температуры.

При изучении многочастичных магнитных систем, состоящих из редкоземельных ионов, кроссовер, проявляющийся в кооперативном эффекте Яна—Теллера, обычно теоретически описывается в приближении молекулярного поля. Известна, однако, ситуация, когда такой эффект описывается при точном учете взаимодействия спинов между собой. Речь идет о спиновой цепочке ($s=1/2$) с $X—Y$-взаимодействием между соседними спинами. Вырождение между основным и первым возбужденным состояниями, как показано в работе [2], снимается вследствие димеризации спиновой цепочки. При этом о статическом фазовом переходе типа Яна—Теллера можно говорить, поскольку частота туннелирования между вибронными состояниями системы стремится к нулю в силу макроскопического характера эффекта [1]. Это позволяет описывать переход в адиабатическом приближении.