

## МОДЕЛЬ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИИ В ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ МАГНЕТИКАХ $\text{FeVO}_3$

А.К. Звездин, А.А. Мухин

*Предложена модель фотоактивной магнитной среды, объясняющая наблюдаемую в  $\text{FeVO}_3$  фотоиндуцированную магнитную анизотропию, которая приводит к неустойчивости магнитной структуры.*

Среди фотоиндуцированных явлений в магнетиках /1/ особое место занимают эффекты, обнаруженные в борате железа  $\text{FeVO}_3$  /2, 3/. Они заключаются в том, что при определенных условиях в таких магнетиках под воздействием света формируется магнитная структура, похожая на доменную, которая перемещается в образце как целое с определенной скоростью. В работе /4/ указывалось на возможность интерпретировать это явление как автоволновой процесс и была предложена математическая модель для его описания. Эта идея автоволновой природы фотоиндуцированных явлений в  $\text{FeVO}_3$  получила дальнейшее развитие в /5/. В данном сообщении, развивая подход, предложенный в /4/, исследуется модель фотоиндуцированной анизотропии для легкоплоскостных магнетиков.

Физические основы этой модели заключаются в следующем. Предполагается, что в кристалле типа  $\text{FeVO}_3$  имеются примесные центры (ловушки), занимающие в кристалле неэквивалентные позиции трех типов (в соответствии с симметрией кристалла — группа  $D_{3d}^6$ ) с энергиями  $E_1, E_2, E_3$  (рис. 1). На примесные центры действует со стороны магнитной подсистемы эффективное поле. Энергии уровней примесных центров зависят от ориентации вектора антиферромагнетизма  $\vec{l}$  относительно осей кристалла и таким образом вносят вклад в энергию магнитной анизотропии кристалла, величина и характер которой зависят от заполнения примесных центров электронами. В равновесных условиях примесные центры создают гексагональную магнитную анизотропию в базисной плоскости. При освещении кристалла возникают фотоэлектроны, которые могут захватываться ловушками. При этом распределение захваченных фотоэлектронов по неэквивалентным позициям ловушек может сильно отличаться от равновесного и зависит от ориентации намагниченности, при которой происходила подсветка. В этих неравновесных условиях результирующая (наведенная) магнитная анизотропия меняет свой характер: во время подсветки в легкой плоскости возникает выделенное направление, определяемое  $\vec{l}$ .

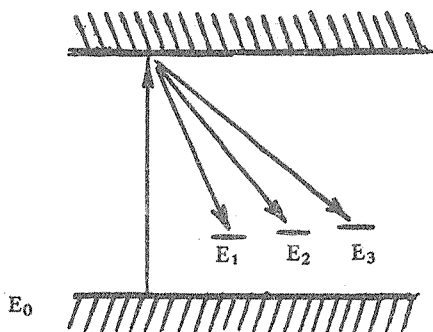


Рис. 1. Схема энергетических уровней примесных центров (ловушек), занимающих три неэквивалентные позиции (1, 2, 3) в решетке  $\text{FeVO}_3$  и зависящих от ориентации спинов  $\text{Fe}^{3+}$ .

Рассмотрим основные уравнения, описывающие динамическое поведение такой системы. Пусть ориентация  $\vec{l}$  в базисной плоскости задается углом  $\varphi$ . Уравнение для  $\varphi$  имеет вид /8/:

$$A(\varphi'' - c^{-2}\dot{\varphi}) - \lambda\dot{\varphi} = \partial\Phi/\partial\varphi, \quad (1)$$

$$\Phi(\varphi) = - (1/6) K_b \cos 6\varphi - m_0 H \sin(\varphi - \varphi_H) + \Phi_1(\varphi, p_\nu), \quad (2)$$

$$\Phi_1(\varphi, p_\nu) = N \sum_\nu [p_\nu E_\nu(\varphi) + T p_\nu \ln p_\nu], \quad (3)$$

где  $A$  — константа неоднородного обмена;  $c$  — скорость магнонов;  $\lambda$  — константа затухания;  $\Phi(\varphi)$  — термодинамический потенциал (ТП), в котором  $K_b$  — константа кристаллографической анизотропии;  $m_0$  — слабоферромагнитный момент;  $H$  — внешнее поле;  $\Phi_1(\varphi, p_\nu)$  — ТП электронов, заполняющих с вероятностью  $p_\nu$  состояния  $\nu$  основной зоны ( $E_0 = 0$ ) и возбужденные состояния трех типов ловушек  $E_a(\varphi)$  ( $a = 1, 2, 3$ ). Суммирование в (3) ведется по всем  $N + N_1$  состояниям системы при условии  $\sum p_\nu = 1$ , где  $N$  — число состояний в основной зоне,  $N_1$  — число ловушек. Удобно ввести неравновесные концентрации электронов для состояний основной зоны ( $N_0 = N p_0$ ) и для состояний примесных центров ( $N_a = N_{II} p_a$ , где  $a = 1, 2, 3$ ). Зависимость энергии ловушек от угла представим в виде

$$E_a(\varphi) = e_0 + e_1 f_a(\varphi) + \dots, \quad (4)$$

где  $e_0 \gg e_1$ ;  $f_a(\varphi) = \cos 2(\varphi - \varphi_a)$ ;  $\varphi_a$  — угол, определяющий ориентацию локальной оси анизотропии  $a$ -го примесного центра. Учитывая, что кристалл имеет ось симметрии третьего порядка, естественно предположить наличие равного числа трех неэквивалентных типов примесных центров, различающихся ориентацией локальной оси анизотропии на  $120^\circ$ , т.е. положить в (4)  $\varphi_1 = \varphi_0$ ,  $\varphi_{2,3} = \varphi_0 \pm 2\pi/3$ . Равновесные концентрации электронов на основном и примесных уровнях, определяемые из условия минимума  $\Phi_1$  (3) по  $p_\nu$ , равны ( $e_1 \ll T$ ):

$$N_0^0(\varphi) = N/(1 + \delta) \approx N/(1 + \delta_0), \quad N_a^0(\varphi) = N_1 \exp(-\beta E_a)/3(1 + \delta) \approx N'_1 (1 - \beta e_1 f_a(\varphi)), \quad (5)$$

где  $\delta = (N_1/3N) \sum_{a=1,2,3} \exp(-\beta E_a)$ ,  $\delta_0 = (N_1/N) \exp(-\beta e_0)$ ,  $N'_1 = N_1 \exp(-\beta e_0)/3(1 + \delta_0)$ ,  $\beta = 1/T$ .

В неравновесных условиях, когда кристалл подвергается действию света, происходит перераспределение заселенностей основного и примесных уровней всей системы  $N_a$  ( $a = 0, 1, 2, 3$ ) согласно уравнениям

$$\dot{N}_a = [N_a - N_a^0(\varphi)]/\tau + G_a(\varphi), \quad (6)$$

$$G_a(\varphi) = g_0 + g_1 f_a(\varphi) + \dots, \quad (7)$$

где  $N_a^0(\varphi)$  — равновесные заселенности (5);  $\tau$  — время жизни электрона на примесном центре;  $G_a(\varphi)$  — скорость захвата фотоэлектронов  $a$ -м центром ( $a = 1, 2, 3$ ), для которой в (7)  $g_0 \gg g_1$ . Величина  $G_a$  для основного состояния ( $a = 0$ ) определяется из условия сохранения общего числа электронов  $\dot{N} = \sum \dot{N}_a = \sum G_a = 0$ , откуда  $G_0 = 3g_0$ . Важной особенностью рассматриваемой модели является наличие обратной связи: распределение захваченных фотоэлектронов по примесным центрам зависит от ориентации  $\vec{l}$  (т.е. от угла  $\varphi$ ) и в то же время сам угол  $\varphi$  определяется магнитной анизотропией, т.е. распределением фотоэлектронов по неэквивалентным позициям примесных центров. Эта обратная связь может быть в зависимости от параметров материала, примесных центров и интенсивности облучения отрицательной ( $g_1 < 0$ ) или положительной ( $g_1 > 0$ ).

Выясним характер наведенной фотоиндуцированной магнитной анизотропии, создаваемой в однородной системе следующим образом. В достаточно сильном магнитном поле  $H$ , лежащем в базисной плоскости, стабилизируется некоторое направление  $\varphi^*$  вектора  $\vec{l} \perp H$ . Одновременно с этим происходит облучение кристалла в течение времени, достаточного для установления стационарного при этих условиях распределения заселенностей  $N_a(\varphi^*)$  примесных центров. Затем внешнее поле и излучение выключаются и исследуется энергия анизотропии. Предполагается, что время измерения энергии анизотропии существенно меньше, чем время жизни (релаксации) возникшего распределения примесных центров, т.е. их распределение можно считать "замороженным" во время измерения. Вычисляя из (6) установившиеся заселенности  $N_a(\varphi^*) = N'_1 (1 - \kappa f_a(\varphi^*))$  и подставляя их в  $\Phi_{II}$ , получаем

$$\Phi_1 = \Phi_1^0 + (1/2) K_I \cos 2(\varphi - \varphi^*) \quad (8)$$

где  $K_I = -3N'_{II} e_1 \kappa$ ,  $\kappa = \beta e_1 - \tau g_1 / N'_I$ . Фотоиндуцированная магнитная анизотропия такого вида экспериментально обнаружена в  $\text{FeVO}_3$  /6, 7/. Из (8) следует, что при  $K_I < 0$  наведенная анизотропия стабилизирует то состояние, в котором находилась система в момент облучения, т.е.  $\varphi = \varphi^*$ . При  $K_I > 0$  она стабилизирует состояние ортогональное тому, при котором система облучалась, т.е.  $\varphi = \varphi^* \pm \pi/2$ . При малой интенсивности облучения, когда  $N'_I \beta e_1 > \tau g_1$ , всегда стабилизируется состояние  $\varphi = \varphi^*$ , что, по-видимому, имеет место в обычных процессах последействия /9/. При достаточно сильном облучении и при  $g_1 > 0$  получаем  $N'_I \beta e_1 < \tau g_1$ , т.е. возникает новая ситуация, когда наведенная анизотропия стабилизирует состояние, ортогональное исходному, что наблюдалось в  $\text{FeVO}_3$  /6, 7/. Поле наведенной анизотропии для номинально чистого  $\text{FeVO}_3$  составляло  $N'_A = -2K_I/M_0 = -0,016 \text{ Э} /7/$ . Поле гексагональной анизотропии в базисной плоскости  $N'_A = 6K_B/M_0 = 0,26 \text{ Э} /7/$ . При легировании Ni  $N'_A$  возрастает: для  $\text{FeVO}_3: \text{Ni}$  ( $\sim 0,1\%$ ), согласно /6/,  $N'_A$  составляет  $-0,2 \text{ Э}$ , или  $-1,4 \text{ Э}$ .

Исследуем устойчивость однородных стационарных состояний  $\varphi_0 = 0, \pm \pi/3$ ,  $N_a = N'_I [1 - \kappa f_a(\varphi_0)]$ , которые непосредственно удовлетворяют уравнениям (1), (6). Полагая  $\Delta\varphi \sim \Delta N_a \sim \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$ , получим из (1), (2), (6)

$$\omega^2 + i\Gamma\omega - \omega_0^2(\mathbf{k}) = i\omega\tau / (1 - i\omega\tau), \quad (9)$$

где  $\omega_0^2(\mathbf{k}) = \omega_0^2 + c^2 k^2$ ,  $\omega_0^2 = c^2 (6K_B + m_0 H) / A$ ,  $\Gamma = \lambda c^2 / A$ ,  $\omega_I^2 = 2K_I c^2 / A$ .

Величины  $\omega_0$  и  $\Gamma$  есть частота и ширина линии антиферромагнитного резонанса (АФМР). Комплексно сопряженные ( $\omega_{1,2}$ ) решения (9) имеют смысл частот АФМР, а мнимое ( $\omega_3$ ) — релаксационной частоты примесных центров. С ростом  $\omega_I$  модуль  $\omega_{1,2}$  уменьшается, а  $\omega_3$  возрастает. При  $\omega_I^2 = \omega_0^2 [\Gamma\tau / (1 + \Gamma\tau) + \Gamma/\omega_0^2 \tau]$   $\text{Im}\omega_{1,2} = 0$ , т.е. затухание магнонов меняет знак и в системе возникает неустойчивость. При этом  $\text{Re}\omega_{1,2} = \omega_0 / \sqrt{1 + \Gamma\tau}$ , а  $i\omega_3 = \tau(1 + \Gamma\tau)$ .

Предложенная модель позволяет объяснить и описать фотоиндуцированную магнитную анизотропию в легкоплоскостных магнетиках (типа  $\text{FeVO}_3$ ). Различные знаки константы наведенной анизотропии, получаемые в  $\text{FeVO}_3$  с различными примесями, объясняются разным характером обратной связи между заселенностью и локальной энергией анизотропии, вносимой примесным центром: отрицательной ( $g_1 < 0$  — Cu, Mg) /7/ или положительной ( $g_1 > 0$  — Ni, Cr). В последнем случае под действием излучения в системе возможно возникновение неустойчивости однородного состояния, которая, по-видимому, и приводит к наблюдаемому в  $\text{FeVO}_3$  /2/ автоволновому движению неоднородной магнитной структуры. В стационарном режиме данная модель приводит к такому же виду уравнения движения для  $\varphi$  (после исключения  $\varphi$  с помощью (6)), который постулировался и использовался в /5/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Коваленко В. Ф., Нагаев Э. Л. УФН, 148, 561 (1986).
2. Федоров Ю. М., Лексиков А. А., Аксенов А. Е. Письма в ЖЭТФ, 37, 134 (1983).
3. Fedorov Yu. M., Leksikov A. A., Vоротупова O. V. JMMM, 68, 383 (1987).
4. Звездин А. К., Мухин А. А. Письма в ЖЭТФ, 42, 129 (1985).
5. Иванов Б. А., Ляхимец С. Н. Препринт ИТФ-85-33Р, Киев, 1986; Письма в ЖЭТФ, 46, 23 (1987).
6. Федоров Ю. М. и др. ФТТ, 97, 289 (1985).
7. Seavey M. H. Sol. St. Com., 12, 49 (1973).
8. Звездин А. К., Мухин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 10 (1981).
9. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М., Мир, 1976, т. 2.