Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 196 – 200 *20 августа 1969 г.*

О РАЗВОРОТЕ ПОДРЕШЕТОК ФЕРРИМАГНЕТИКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б.П.Горанский, А.К.Звездин

В ферримагнетиках с двумя подрешетками в некотором интервале магнитных полей ($H_1 < H < H_2$) происходит разворот подрешеток от антипараллельного расположения до параллельного [1–3]. В редкоземель-

ных ферритах-гранатах (РФГ) из-за сильного парапроцесса разворот подрешеток имеет ряд особенностей. В них имеется сильное обменное взаимодействие внутри результирующей железной подрешетки, относительно слабое взаимодействие между железной и редкоземельной подрешетками и очень слабое взаимодействие между ионами редких земель. При достаточно высоких температурах ($T \gtrsim 10°K$) это последнее взаимодействие не оказывает влияния на магнитные свойства РФГ, следовательно редкоземельные ионы в них ведут себя как "газ" парамагнитных ионов, находящихся под действием эффективного магнитного поля, создаваемого результирующей железной подрешеткой. Поэтому намагниченность редкоземельной подрешетки и критические поля H_1 и H_2 между которыми происходит разворот подрешеток, сильно зависят от температуры. Так, согласно [1–3] при низких температурах в РФГ $H_1 \sim 5 \cdot 10^5$ э, но уменьшается до 0 в районе температуры компенсации T_K, где намагниченности редкоземельной (M_1) и железной (M_2) подрешеток сравниваются. Область температур вблизи T_K имеет наибольший экспериментальный интерес, однако результаты работ [1–3] для нее неприменимы, так как в них не учитывалась магнитная анизотропия, которая здесь играет принципиальную роль.

В данной работе исследуется влияние магнитной анизотропии на фазовую диаграмму (H, T) РФГ. Показывается также, что разворот подрешеток можно интерпретировать как фазовый переход второго рода. Отсюда следует возможность измерения критических полей по изменениям термодинамических величин при развороте (например, теплоемкости, модуля Юнга, магнитострикции и т. д.).

Свободную энергию РФГ в приближении молекулярного поля можно записать в виде

$$F = -\int M_1 dH_{эфф} - M_2 H \cos\theta_2 - M_2 H_a^{(2)} \cos^2\theta_2 \qquad (1)$$

$$M_1 = M_{10} B_s (\mu H_{эфф}/kT), \quad H_{эфф} = H\cos\theta_1 - \lambda M_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + H_a, \qquad (2)$$

где H_a – проекция на направление M_1 поля анизотропии редкоземельной подрешетки (определяется через энергию анизотропии выражением $-\int M_1 dH_a = -M_1 H_a^{(1)} \cos^2\theta_1$; $H_{эфф}$ – эффективное поле, действующее на ионы редкой земли; θ_1 и θ_2 – углы, определяющие ориентацию намагниченностей M_1 – M_2 относительно внешнего поля H; M_{10} – намагниченность редкоземельной подрешетки при $T = 0°K$; μ – магнитный момент редкоземельного иона; $H_a^{(1)}$ и $H_a^{(2)}$ – поля анизотропии редкоземельной и

железной подрешеток. Для простоты мы здесь рассматриваем одноосную анизотропию. Случай $H_a^{(1)} > 0$ и $H_a^{(2)} > 0$ соответствует намагничиванию вдоль легкой оси кристалла, случай $H_a^{(1)} < 0$ и $H_a^{(2)} < 0$ – вдоль трудной оси. Результаты минимизации свободной энергии приведены на рис. 1 и 2. На плоскости (H, T) можно выделить четыре фазы: три колинеарные фазы 1) $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = \pi$; 2) $\theta_1 = \pi$, $\theta_2 = 0$; 3) $\theta_1 = \theta_2 = 0$ и угловую фазу, где углы θ_1 и θ_2 задаются уравнениями

$$H^2 + [\,2(H_a^{(1)}\cos\theta_1 + H_a^{(2)}\cos\theta_2) - \lambda(M_1\cos\theta_1 + M_2\cos\theta_2)]\,H +$$

$$+ 4H_a^{(1)}H_a^{(2)}\cos\theta_1\cos\theta_2 - 2\lambda(M_1H_a^{(1)}\cos^2\theta_1 + M_2H_a^{(2)}\cos^2\theta_2) = 0\,, \quad (3)$$

$$M_1\sin\theta_1(H + 2H_a^{(1)}\cos\theta_1) = -M_2\sin\theta_2(H + 2H_a^{(2)}\cos\theta_2)\,.$$

Границы коллинеарных и угловой фаз задаются уравнениями:

$$H^2 - [\,\lambda(M_2 - M_1) + 2(H_a^{(1)} - H_a^{(2)})]H - 2\lambda(M_1H_a^{(1)} + M_2H_a^{(2)} - 4H_a^{(1)}H_a^{(2)} = 0\,,$$

$$H^2 - [\,\lambda(M_1 - M_2) - 2(H_a^{(1)} - H_a^{(2)})]H - 2\lambda(M_1H_a^{(1)} + M_2H_a^{(2)}) - 4H_a^{(1)}H_a^{(2)} = 0\,, \quad (4)$$

$$H^2 - [\,\lambda(M_1 + M_2) - 2(H_a^{(1)} + H_a^{(2)})]H - 2\lambda(M_1H_a^{(1)} + M_2M_a^{(2)}) + 4H_a^{(1)}H_a^{(2)} = 0\,.$$

Отметим характерные особенности фазовых диаграмм. При $H_a^{(1)} > 0$, $H_a^{(2)} > 0$ (рис. 1) разворот начинается с минимального поля, соответствующего температуре компенсации. Оно по порядку величины есть $H_{кр} \gtrsim (2K\lambda)^{1/2}$

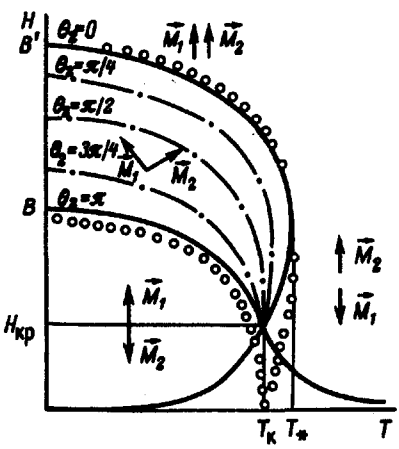

Рис. 1. Фазовая диаграмма (H, T) ферримагнетика при $H \parallel$ легкой оси кристалла ——, oooo – граница угловой и коллинеарной фаз с учетом и без учета энергии анизотропии, соответственно. ——— граница области существования метастабильных состояний (сосуществуют фазы 1) и 2)). —·—·— кривые равных углов $\theta_2(H, T)$

где K – константа анизотропии. При $T > T_*$ переход от антипараллельного к параллельному расположению намагниченностей подрешеток происходит без разворота. На рис. 1 изображены также области существования мета-

стабильных фаз. Границы этих областей дают посуществу кривую температурной зависимости коэрцитивной силы $H_c^{(2)}$ для намагниченности железной подрешетки M_2. Эта коэрцитивная сила проявляется, например, в опытах по эффекту Фарадея, в видимой области, где вращение плоскости поляризации света определяется железной подрешеткой. Представляет интерес точка A, где сходятся кривые равных углов θ_2. При прохождении через эту точку углы θ_1 и θ_2 могут меняться скачком. При $H_a^1 < 0$, $H_a^{(2)} < 0$ (рис.2) разворот подрешеток начинается с нулевого поля. Последнее связано с "несинхронным" поворотом магнитных моментов подрешеток от легкой оси к магнитному полю.

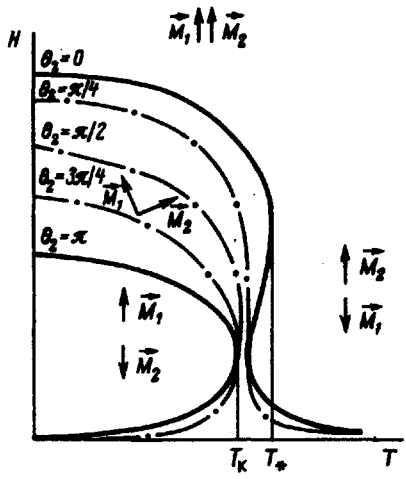

Рис. 2. Фазовая диаграмма ферримагнетика при $H \parallel$ трудной оси

Рассмотрим поведение свободной энергии при переходе между коллинеарной и угловой фазами. Раскладывая свободную энергию вблизи точки перехода в ряд по параметру $\eta = \pi - \theta_2$ или $\eta = \theta_2$ (для переходов соответственно, через кривые AB или AB' (рис.1), получим:

$$F = a\,(T, H)\,\eta^2 + b\,(T, H)\eta^4 + \cdots\cdots , \qquad (5)$$

где функция $a\,(T, H)$ обращается в нуль на границе между фазами, а $b\,(T, H)$ больше нуля на границе (кроме точки A, где $b = 0$). Такой вид свободной энергии характерен для разовых переходов второго рода [4].

Параметр η можно рассматривать как параметр упорядочивания. При $\eta = 0$ ферримагнетик инвариантен относительно произвольных поворотов

вокруг магнитного поля. При $\eta \neq 0$ (в фазе с разворотом подрешеток) эта инвариантность снимается. Переход происходит в соответствии с теорией фазовых переходов второго рода Ландау, с понижением симметрии. Скачок теплоемкости на границе перехода равен

$\Delta C_p = T_c\,(d\alpha/dT)^2/2b \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ *кал/г·град*; ΔC_p возрастет при стремлении точки перехода к точке T_*. Такие же изменения имеют и другие термодинамические величины (например, модуль Юнга). Заметим, что измерение критических полей по "резкому" изменению термодинамических величин может оказаться более удобным, чем по полной намагниченности $M(H)$, которая изменяется при развороте плавно.

Нами был проведен расчет фазовой диаграммы и для случая кубической анизотропии. Если магнитное поле направлено вдоль выделенных направлений кубической решетки, то в этом случае фазовые диаграммы аналогичны приведенным выше. Например, если H параллельно легкой оси [111], то фазовая диаграмма подобна диаграмме I (рис. 1), а при $H \parallel$ [110] или [100] – диаграмме II (рис. 2).

Отметим еще, что случай одноосной анизотропии имеет и самостоятельный интерес для ферритов-гранатов. Удобно изучать поведение намагниченностей подрешеток в магнитном поле при помощи эффекта Фарадея на тонких пластинках. Известно [5], что при обработке таких пластинок, часто появляется сильная одноосная анизотропия.

Московский
институт электронной техники

Поступила в редакцию
14 июля 1969 г.

Литература

[1] С.В.Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма. М., Изд. Наука 1965 г.

[2] А.А.Гусев. Кристаллография, 4, 695, 1959.

[3] A.Clark, E.Callen. J. Appl. Phys., 39, 5972, 1968.

[4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. М., Изд. Наука, 1964 г.

[5] G.D.Mee. Contemporary Physics, 8, 385, 1967.