

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ОСТАТОЧНЫХ НАМАГНИЧЕННОСТЕЙ ПОДРЕШЕТОК ФЕРРИТА-ГРАНАТА ГАДОЛИНИЯ В ОБЛАСТИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ

Ш.М.Алиев, И.К.Камилов, Ш.О.Шагшаев

Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Махачкала
 Поступило в Редакцию 8 августа 1994 г.

В работе [1] была показана целесообразность введения в физику магнитных явлений понятия остаточной намагниченности подрешетки феррита. В частности, было установлено, что возрастание коэрцитивной силы феррита-граната гадолия $\{Gd_3\}_c[Fe_2]_a(Fe_3)_dO_{12}$ вблизи точки компенсации T_c является следствием возрастания остаточных намагниченностей a , d и c подрешеток феррита.

Продолжая приведенные в [1] рассуждения, в данной работе с помощью мессбауэровской спектроскопии мы построили и проанализировали температурные зависимости относительных остаточных намагниченностей подрешеток феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ в области T_c . Магнитные моменты ионов j -й подрешетки феррита ($j - a, d, c$) в состоянии остаточной намагниченности распределяются в телесном угле $\Omega_j = 2\theta_{mj}$, где θ_{mj} — максимальный угол отклонения магнитных моментов ионов данной подрешетки относительно направления приложенного магнитного поля \mathbf{H} после его выключения. Углы θ_{ma} и θ_{md} можно определить из относительных интенсивностей линий зеемановских расщеплений, соответствующих ионам железа в a - и d -подрешетках феррита [1]. Остаточная намагниченность подрешетки M_{rj} есть сумма проекций магнитных моментов ионов данной подрешетки на направление поля \mathbf{H} . Следовательно, для относительной остаточной намагниченности подрешетки можно записать

$$M_{rj}/M_{sj} = \overline{\cos \theta_{ij}}, \quad (1)$$

где M_{sj} — самопроизвольная намагниченность подрешетки, θ_{ij} — угол между направлением \mathbf{H} и направлением магнитных моментов ионов j -й подрешетки в i -м домене ($0 \leq \theta_{ij} \leq \theta_{mj}$). Усредняя $\cos \theta_{ij}$ по части единичной сферы, ограниченной телесным углом Ω_j , получим уравнение

$$M_{rj}/M_{sj} = (1 + \cos \theta_{mj})/2, \quad (2)$$

пользуясь которым можно построить температурные зависимости $M_{rj}/M_{sj}(T)$ из мессбауэровских спектров. В феррите с коллинеарной магнитной структурой $\theta_{ma} = \theta_{md} = \theta_{mc}$, поэтому для феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$, имеющего коллинеарную магнитную структуру [2], справедливы соотношения

$$M_{ra}/M_{sa} = M_{rd}/M_{sd} = M_{rc}/M_{sc}. \quad (3)$$

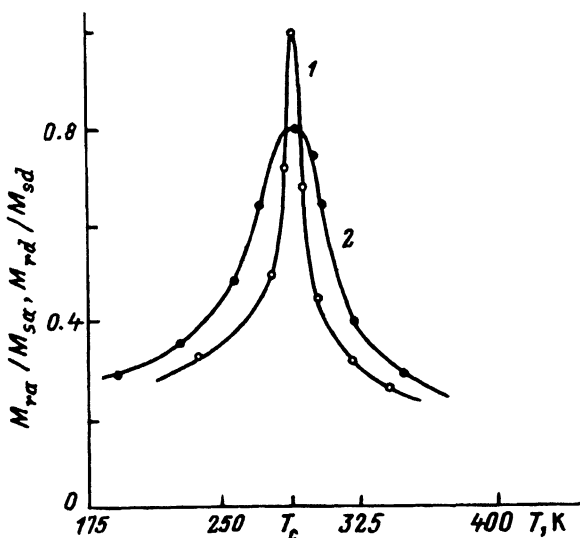
Относительная остаточная намагниченность феррита есть

$$\frac{M_r}{M_s} = \frac{M_{ra} + M_{rc} - M_{rd}}{M_{sa} + M_{sc} - M_{sd}}. \quad (4)$$

Учитывая (3), получим

$$M_r/M_s = M_{rj}/M_{sj}. \quad (5)$$

Из последнего равенства следует, что для коллинеарного ферри-магнетика зависимости $\frac{M_r}{M_s}(T)$ и $\frac{M_{rj}}{M_{sj}}(T)$ должны совпадать друг с другом. В связи с этим интересно сравнить поведение отдельных параметров, входящих в эти отношения в области T_c . При $T \rightarrow T_c$ M_r и $M_s \rightarrow 0$ [3], в то же время M_{ra} и M_{rd} максимально возрастают вблизи T_c при практически неизменных значениях M_{sa} и M_{sd} [1]. Отсюда следует, что температурные зависимости $\frac{M_{rj}}{M_{sj}}(T)$ и $\frac{M_r}{M_s}(T)$ имеют максимум в точке компенсации. Возрастание $\frac{M_r}{M_s}$ вблизи T_c означает, что остаточная намагниченность феррита M_r уменьшается гораздо медленнее, чем самопроизвольная намагниченность M_s при приближении к T_c . Такое поведение можно объяснить увеличением размеров доменов в феррите с приближением к T_c [4]. В точке компенсации доменная структура в феррите может полностью исчезнуть [4], поэтому при $T = T_c$ для монокристаллического образца при условии параллельности направления легкого намагничивания в образце с направлением поля $\mathbf{H} \frac{M_r}{M_s} = 1$. Если направление \mathbf{H} параллельно оси трудного намагничивания, то



Температурные зависимости относительных остаточных намагниченностей *a*- и *d*-подрешеток феррита $\text{Cd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в области T_c , полученные из мессбауэровских спектров.

1 — для монокристаллического образца, намагниченного в направлении легкого намагничивания, 2 — для поликристаллического образца.

$\frac{M_r}{M_s} = \cos 55^\circ = 0.57$. Для произвольно ориентированного монокристаллического образца в точке компенсации $0.57 \leq \frac{M_r}{M_s} \leq 1$. В случае поликристаллического образца при $T = T_c$ $\theta_{ma} = \theta_{md} = 55^\circ$ [1], из (2), учитывая (5), получим $\frac{M_r}{M_s} = 0.79$.

Отметим, что из магнитных измерений затруднено определение отношения $\frac{M_r}{M_s}$ вблизи T_c , так как в этой области температур значения M_r и M_s близки к нулю. На рисунке приведены кривые температурной зависимости $\frac{M_{ra}}{M_{sa}}(T)$ и $\frac{M_{rd}}{M_{sd}}(T)$ для монокристаллического и поликристаллического образцов, полученные из мессбауэровских спектров. Были использованы ранее снятые нами мессбауэровские спектры [1,5]. Видно, что зависимости $\frac{M_{ra}}{M_{sa}}(T)$ и $\frac{M_{rd}}{M_{sd}}(T)$, совпадая друг с другом, имеют ярко выраженный максимум в точке компенсации. Из вышесказанного следует, что поведение температурных зависимостей $\frac{M_{rc}}{M_{sc}}(T)$ и $\frac{M_r}{M_s}(T)$ в области T_c будет аналогичным.

Из рисунка также видно, что для монокристаллического образца рост относительных остаточных намагниченностей подрешеток в области T_c происходит в более узкой области температур, чем для поликристаллического образца. Это можно объяснить тем, что переход монокристаллического образца из монодоменного состояния в многодоменное при отдалении от T_c происходит в более узкой области температур, чем для поликристаллического образца. Действительно, магнитостатическая энергия размагничивающего поля, пропорциональная объему кристалла, для монокристаллической пластинки значительно больше, чем для отдельного кристаллита поликристалла. Поэтому монокристаллическая пластинка раньше разбивается на домены при отдалении от T_c , чем кристаллиты поликристалла. Об этом свидетельствуют также экспериментальные данные [1,5].

Список литературы

- [1] Алиев Ш.М., Камиллов И.К., Моллаев А.Ю., Сайпуллаева Л.А. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 7. С. 2290–2292.
- [2] Белов К.П. Ферриты в сильных магнитных полях. М.: Наука, 1972. 200 с.
- [3] Любутин И.С. // ФТТ. 1965. Т. 7. № 5. С. 1397–1401.
- [4] Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Шаповалов В.И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 6. С. 1443–1452.
- [5] Алиев Ш.М., Камиллов И.К., Савина Е.В. // ФТТ. 1994. Т. 36. № 2. С. 523–525.