

В. Л. ИВАННИКОВ, Н. З. МИРЯСОВ, В. А. СЕМКИНА

ЭНЕРГИЯ АКТИВАЦИИ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ИНДУЦИРОВАННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ПРОЦЕССЕ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ ФЕРРИТА

Согласно современным представлениям индуцированная магнитным отжигом анизотропия вызывается созданием пространственного упорядочения катионов в регулярных местах шпинельной решетки феррита. При нагревании в магнитном поле ниже точки Кюри катионы располагаются таким образом, чтобы минимизировать полную свободную энергию, причем процесс перераспределения происходит в основном при помощи механизма диффузии катионов и вакансий со сравнительно высоким значением энергии активации.

В данной работе по результатам эксперимента определяется величина энергии активации ϵ , которая затем сравнивается с вычисленной по модели, предложенной в работе [1] для механизма диффузии катионов. Исследованию подвергались поликристаллические ферриты состава $\text{Ni}_{0,50-x/2}\text{Cu}_{0,50-x/2}\text{Co}_{0,x}\text{Fe}_2\text{O}_4$, приготовленные обычным рамическим методом из окислов высокой чистоты. Измерения величины одноосной магнитной анизотропии, индуцированной отжигом в магнитном поле, проводились методом ферромагнитного резонанса. Из одного куска феррита вышеуказанного состава было изготовлено 8 образцов сферической формы диаметром 0,5 мм, которые затем подвергались различной термомагнитной обработке: 6 образцов отжигались при температуре 350°C в атмосфере кислорода в постоянном магнитном поле одинаковой напряженности, но с различными временами выдержки (1, 2, 3, 5, 8, 15 час), а два других образца отжигались в той же кислородной атмосфере и в поле той же интенсивности в течение 5 час, но при температурах 250° и 300°C. Отжиг в атмосфере кислорода производился с целью ускорения процессов образования индуцированной магнитной анизотропии K_u [2]. Первая серия отжигов позволила получить зависимость K_u от времени выдержки, а вторая — зависимость K_u от температуры отжига. K_u рас-

считывалась по формуле $K_u = \frac{M_s \Delta H_a}{2}$, где

M_s — намагниченность насыщения, а ΔH_a — поле анизотропии, равное разности величин резонансных полей в направлении, перпендикулярном внешнему полю при ТМО и параллельном ему [2—4]. Результаты представлены на рис. 1.

Рост константы K_u со временем представляет собой релаксационный процесс, и некоторые авторы [2, 4] выражают его экспоненциальной функцией вида

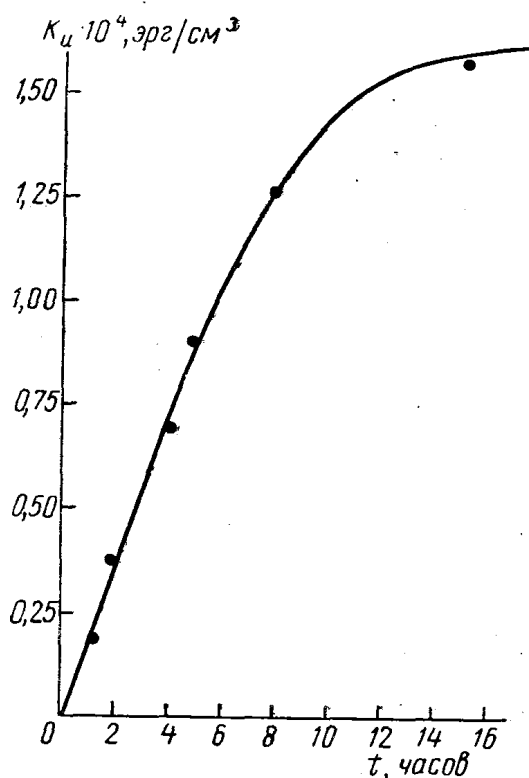
$$K_u = K_\infty \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (1)$$

где K_∞ — наибольшая величина константы, достигнутая при данной температуре после очень большого времени отжига t ; τ — время релаксации, которое можно представить [5] в виде

$$\tau = \tau_0 \exp(\epsilon/kT), \quad (2)$$

где ϵ — энергия активации, K — константа Больцмана.

Полученная нами экспериментальная кривая зависимости K_u от времени отжига в своей начальной части (до 10—12 час от-



Зависимость величины индуцированной магнитной анизотропии от времени отжига в магнитном поле

жиге) удовлетворительно описывается формулой (1). Поэтому можно воспользоваться ею для расчета K_∞ . Преобразования (1) дают

$$K_\infty = \frac{2K_{u_1}^2}{2K_{u_1} - K_{u_2}}, \quad (3)$$

где K_{u_1} и K_{u_2} — константы индуцированной анизотропии через t_1 и t_2 час отжига соответственно. Формулой (3) можно пользоваться для любой пары t_1 и t_2 , если только $t_1 = 1/2 t_2$. Вычисления дают $K_\infty = 1,8 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$.

Для оценки величины энергии активации ϵ можно воспользоваться формулой, которая вытекает из соотношений (1) и (2). При $t_1 = t_2$ она имеет вид

$$\epsilon = \frac{k}{1/T_1 - 1/T_2} \ln \left[\frac{\ln(1 - K_u''/K_\infty'')}{\ln(1 - K_u'/K_\infty')} \right], \quad (4)$$

где T_1 и T_2 — температуры ТМО, K_u' и K_u'' — достигнутые при этом величины константы, K_∞ — максимальная величина константы при $t \rightarrow \infty$, k — константа Больцмана.

Вычисления по формуле (4) дали для ϵ величину 0,68 эв. При этом предполагалось, что $K_\infty' = K_\infty'' = 1,8 \cdot 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$. Однако Бозорт с сотрудниками [6] установил, что наибольшую величину K_∞ имеет образец, подвергнутый длительному отжигу при наиболее низкой температуре, т. е. K_∞' при $T_1 < T_2$ несколько превышает K_∞'' . Учет этого при вычислении ϵ по формуле (4) приводит только к некоторому увеличению ϵ .

В настоящее время, кроме упрощенной модели Гербера [1], не существует теоретических расчетов энергии активации для диффузионных процессов при термомагнитной обработке. Поэтому нами была проведена приближенная оценка величины ϵ по этой модели. При этом предполагалось, что все металлические ионы, входящие в октаэдрическую подрешетку; при диффузии влияют на упорядочение ионов Со, которые вносят основной вклад в индуцированную анизотропию. Однако, как было нами установлено, сравнительно небольшой вклад в эту анизотропию вносят также и другие металлические ионы.

При вычислении ϵ по Герберу необходимо знать катионное распределение по подрешеткам А и В исследуемого феррита, радиусы Гольдшмидта металлических ионов и модуль упругости.

Катионное распределение определялось нами по методу Гортера—Смарта [7, 8], используя измерения эффективного g -фактора и магнитного момента, рассчитанного на молекулу.

Модуль упругости исследованного нами феррита специально не измерялся. Однако из анализа немногочисленных литературных данных по исследованию упругих свойств ферритов можно заключить, что модуль упругости ферритов шпинелей находится в пределах $(1,5-2,0) 10^{-12}$ дин/см².

Расчет, проведенный с использованием этих данных, дает для ϵ значения (0,61—0,81) эв. Экспериментальный результат, полученный нами, находится в промежутке между этими крайними значениями, что свидетельствует об образовании одноосной анизотропии при термомагнитной обработке путем диффузии катионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gerber R. *Czech J. of Phys.*, 18, No. 9, 1204, 1968.
2. Мирясов Н. З., Шашкова Т. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., № 2, 1962.
3. Мирясов Н. З., Сёмкина В. А. «Физика твердого тела», 11, 1964.
4. Szydzowsky H. *Acta Phys. Polonica*, 25, 402, 1964.
5. Słopozewski J. *Magnetism*, Vol. 1, Acad Press, N. Y., 1963.
6. Buzorth R. M. *Phys. Rev.*, 99, 1788, 1955.
7. Gorter E. *Philips Research Reports*, 9, No. 4, 295—320; No. 5, 321—365; No. 6, 403—443, 1954.
8. Smart J. S. *Phys. Rev.*, 94, No. 4, 1954.

Поступила в редакцию
16.1 1970 г.

Кафедра
магнетизма