

05.2;12

## Метод определения однодоменности частиц магнитных порошков

© Ш.М. Алиев, И.К. Камилов, К.М. Алиев

Институт физики им. Х.И. Амирханова  
Дагестанского научного центра РАН, Махачкала

Поступило в Редакцию 25 июля 1996 г.

В окончательной редакции 25 апреля 1997 г.

Предложен и экспериментально проверен метод определения однодоменности частиц магнитных порошков, основанный на мессбауэровской спектроскопии.

Известно, что при сильном измельчении магнетика возникают однодоменные частицы. Физическая причина этого явления заключается в том, что при уменьшении размера магнитостатическая энергия частицы, пропорциональная объему частицы, убывает быстрее, чем энергия доменных границ, пропорциональная площади поверхности частицы. При некотором критическом размере энергетически выгодным становится однодоменное состояние. Критический диаметр, при котором частица переходит из многодоменного состояния в однодоменное, определяется из выражения [1]:

$$d_{\text{кр}} = \frac{9}{4\pi} \frac{\sigma}{M_s^2}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — плотность энергии доменной границы,  $M_s$  — самопроизвольная намагниченность частицы. Магнитные порошки из однодоменных частиц нашли широкое техническое применение: на их основе изготавливаются постоянные магниты, магнитные ленты для видео- и аудиозаписи, дискеты и другие носители информации для вычислительной техники.

В данной работе предлагается метод определения однодоменности частиц магнитных порошков, основанный на мессбауэровской спектроскопии.

Рассмотрим ансамбль однодоменных частиц, изотропно распределенных в пространстве. Если намагнитить этот ансамбль частиц до насыщения, а затем выключить намагничивающее поле  $H$ , то максимальный угол  $\theta_m$  отклонения векторов намагниченности частиц относительно направления приложенного поля будет равен углу  $\alpha$  между

осями трудного и легкого намагничивания в данном магнетике. Для магнетиков с кубической анизотропией  $\alpha = 55^\circ$ , а для магнетиков с одноосной анизотропией  $\alpha = 90^\circ$ . Таким образом, в состоянии остаточной намагниченности векторы намагниченности однодоменных частиц изотропно распределяются в телесном угле  $\Omega = 2\theta_m = 2\alpha$ . Если же в частицах существует доменная структура, то  $\theta_m > \alpha$ , так как в доменной структуре кроме доменов, векторы намагниченности которых направлены вдоль осей легкого намагничивания, существуют замыкающие домены и доменные стенки, в которых магнитные моменты атомов направлены под углом к осям легкого намагничивания.

Пусть геометрия эксперимента такова, что направление распространения  $\gamma$ -квантов совпадает с направлением  $H$ . Тогда для величины  $S$ , равной отношению площадей второй к первой или пятой к шестой линий мессбауэровского спектра ядер  $^{57}\text{Fe}$  в образце, можно записать [2]:

$$S = \frac{4(1 - \overline{\cos^2 \theta_i})}{3(1 + \overline{\cos^2 \theta_i})}, \quad (2)$$

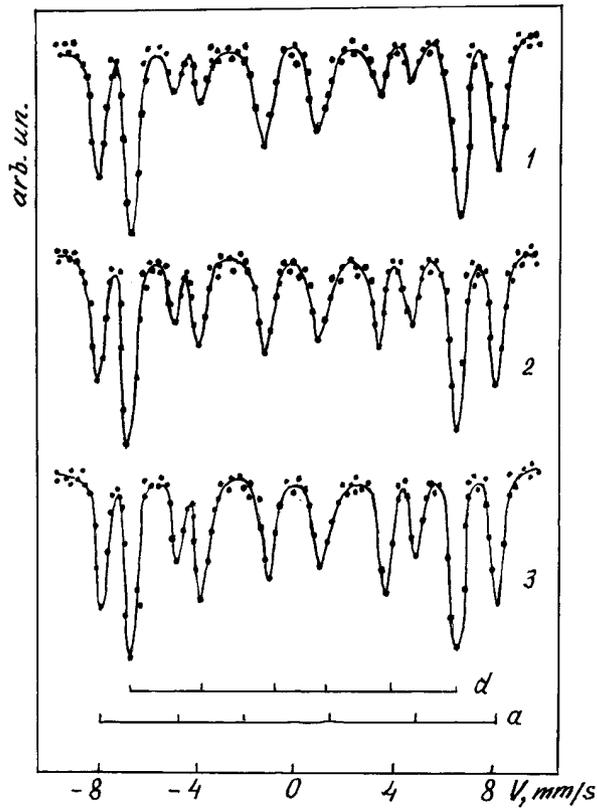
где  $\theta_i$  — угол между направлением распространения  $\gamma$ -квантов и направлением намагниченности  $i$ -й частицы ( $0 \leq \theta_i \leq \theta_m$ ):

$$\overline{\cos^2 \theta_i} = \frac{\int_0^{\theta_m} \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta d\varphi}{\int_0^{\theta_m} \int_0^{2\pi} \sin \theta d\theta d\varphi} = \frac{\cos^3 \theta_m - 1}{3(\cos \theta_m - 1)}. \quad (3)$$

Для однодоменных частиц получим:  $\overline{\cos^2 \theta_i} = 0.63$  (кубическая анизотропия),  $\overline{\cos^2 \theta_i} = 0.33$  (одноосная анизотропия). Подставляя эти значения в (2), приходим к следующим критериям: если  $S + \Delta S \leq 0.30$  (кубическая анизотропия) и  $S + \Delta S \leq 0.67$  (одноосная анизотропия), то частицы порошка однодоменны;  $\Delta S$  — экспериментальная ошибка в определении параметра  $S$ .

Если же  $S - \Delta S > 0.30$  (кубическая анизотропия) и  $S - \Delta S > 0.67$  (одноосная анизотропия), то в частицах порошка существует доменная структура, причем по величине параметра  $S$  можно судить об относительном количестве доменов в частицах.

Для постановки эксперимента наиболее благоприятными магнетиками являются ферриты, имеющие точку компенсации  $T_k$ . Действительно,



Мессбауэровские спектры образца из частиц ( $d = 20 \mu\text{m}$ ) монокристаллического феррита  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Образец приводился в состояние остаточной намагниченности в направлении, перпендикулярном плоскости образца при: 1 —  $T = T_c + 1 \text{ K}$ ; 2 —  $T = T_c + 33 \text{ K}$ ; 3 —  $T = T_c + 45 \text{ K}$ .

вблизи  $T_c$  вследствие малой величины самопроизвольной намагниченности и довольно крупные частицы феррита могут стать однодоменными [3]. Кроме того, частицы однодоменные вблизи  $T_c$  переходят в многодоменное состояние при удалении от  $T_c$ . Поэтому, постепенно отдаляясь от  $T_c$ , можно экспериментально проверить справедливость найденных критериев.

Метод проверялся на частицах из монокристаллического феррита  $Gd_3Fe_5O_{12}$  ( $T_k = 286$  К), обладающего кубической анизотропией. Пропуская порошок через набор тонких сит, были получены частицы феррита с примерно одинаковым диаметром  $d = 20 \mu m$ . Из полученного порошка изготовлялся образец по стандартной методике. Образец приводился в состояние остаточной намагниченности в поле  $H = 5$  кОе, приложенном перпендикулярно плоскости образца. Типичные спектры, снятые в области  $T_k$ , приведены на рисунке. Спектры представляют собой суперпозицию двух зеемановских секстетов, обусловленных ионами железа в  $a$ - и  $d$ -подрешетках феррита. Для параметра  $S$  получены следующие данные: при  $T = T_k + 1$  К  $S = 0.26 \pm 0.04$ ;  $T = T_k + 33$  К  $S = 0.45 \pm 0.04$  и  $T = T_k + 45$  К  $S = 0.64 \pm 0.04$ . Видно, что вблизи  $T_k$  частицы феррита однодоменны. С удалением от  $T_k$  частицы переходят в многодоменное состояние, причем по мере удаления от  $T_k$  растет количество доменов в частицах. В доменной структуре домены занимают значительно больший объем, чем доменные стенки, поэтому рост параметра  $S$  с удалением от  $T_k$  главным образом происходит за счет увеличения количества замыкающих доменов, которые намагничены под углом к осям легкого намагничивания.

Следует отметить, что частицы феррита в области  $T_k$  слабомагнитны, поэтому при комнатной температуре в процессе изготовления образца частицы не прилипали друг к другу и изотропность образца автоматически обеспечивалась. На практике чаще применяют сильномагнитные материалы, однодоменные частицы которых как элементарные магниты могут прилипнуть друг к другу, образуя цепочки, комки, что может нарушить изотропность образца, заложенную в основе предлагаемого метода. Поэтому образцы целесообразнее изготавливать при температурах выше, чем температура Кюри  $T_c$ , подобрав связующее вещество, твердеющее вблизи  $T_c$ .

## Список литературы

- [1] Круничка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. Т. 2. 504 с.
- [2] Иркаев С.М., Кузьмин Р.Н., Опаленко А.А. Ядерный гамма-резонанс. М.: МГУ, 1970. 205 с.
- [3] Барьяхтар В.Г., Яблонский Д.А. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 11. С. 3511.