

05.2;12

Об особенности ориентации магнитных моментов частиц сильномагнитной фазы в магнитотвердых сплавах Fe–Co–Ni–Al

© Ш.М. Алиев, И.К. Камиллов, А.Х. Абдуев, Ш.О. Шахшаев

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, Махачкала
E-mail: kamilov@datacom.ru

Поступило в Редакцию 6 мая 2000 г.

Методом мессбауэровской спектроскопии показано, что в магнитотвердом сплаве ЮН15ДК25БА магнитные моменты частиц сильномагнитной фазы не ориентированы вдоль своих осей анизотропии, а флуктуируют относительно них со средней амплитудой $\theta = 45^\circ$. Время флуктуации $\tau_s \approx 6 \cdot 10^{-9}$ s.

Сплавы на основе Fe–Co–Ni–Al широко применяются для изготовления постоянных магнитов. В высококоэрцитивном состоянии структура этих сплавов представляет собой однодоменные анизотропные по форме частицы сильномагнитной α' -фазы, разделенные прослойками слабомагнитной α -фазы [1]. В процессе термомагнитной обработки вытянутые частицы α' -фазы ориентируются длинными осями вдоль магнитного поля, в результате возникает индуцированная одноосная магнитная анизотропия, константа которой превышает константу кристаллографической анизотропии более чем на порядок [2]. Магнитная одноосность частиц и параллельное расположение длинных осей частиц при термомагнитной обработке приводит к возникновению в сплавах доменов взаимодействия (ДВ), представляющих собой макроскопические области, включающие в себя большое количество однодоменных частиц, намагниченных в одном направлении [3–5].

Возникновение и поведение ДВ имеют ряд особенностей, отличающихся от обычных доменов в многодоменных одноосных ферромагнетиках. В частности, было установлено, что граничный слой между ДВ отсутствует, а границы ДВ не параллельны оси легкого намагничивания (ОЛН) [3,4], определяемой выстроенностью длинных осей частиц в доменах. Вследствие этого на стенках доменов возникают магнитные заряды [5]. Вопрос в том, как ориентированы магнитные моменты

однодоменных частиц внутри ДВ в отсутствие внешнего магнитного поля, остается невыясненным.

Для выяснения этого вопроса методом мессбауэровской спектроскопии исследован сплав марки ЮН15ДК25БА: Fe — 48%; Co — 25; Ni — 14; Al — 8.5; Cu — 3.5; Ti — 0.2; Nb — 0.6; S — 0.2 (wt.%). Остаточная индукция $B_r = 12\,500$ Gs, коэрцитивная сила $H_c = 780$ Oe. Наличие ДВ в сплаве наблюдалось с помощью магнитной суспензии. Ширина доменов $30\ \mu\text{m}$. В размагниченном образце границы ДВ составляли угол с ОЛН, не превышающий 7° . Образец для мессбауэровских исследований представлял собой тонкий диск диаметром $12\ \text{mm}$, вырезанный из сплава по плоскости, перпендикулярной ОЛН. Толщина образца после шлифовки составляла $50\ \mu\text{m}$. Источником γ -излучения служил ^{57}Co в матрице хрома. Расходимость пучка γ -излучения составляла 5° . Образец перед измерением размагничивался, чтобы собственное размагничивающее поле образца не влияло на ориентацию магнитных моментов частиц в доменах. Размагничивание осуществлялось в переменном магнитном поле убывающей до нуля амплитуды, приложенном параллельно ОЛН.

Мессбауэровский спектр образца (рис. 1) состоит из зеемановского секстета, обусловленного атомами железа в α' -фазе, и центрального парамагнитного пика, обусловленного атомами железа в α -фазе. Величина эффективного магнитного поля, действующего на ядра атомов железа в α' -фазе $H_e = 345$ kOe. Изомерные сдвиги для α - и α' -фазы соответственно 0.14 и 0.03 mm/s. Обращают на себя внимание два обстоятельства.

1. Вторая и пятая линии спектра имеют определенные интенсивности. При параллельной ориентации магнитных моментов частиц α' -фазы ОЛН эти линии полностью отсутствовали бы в спектре из-за поляризационного эффекта [6].

2. Внешние линии спектра значительно уширены по сравнению с внутренними ($\Gamma_{1,6} = 0.98$ mm/s, $\Gamma_{3,4} = 0.40$ mm/s), что характерно для релаксационных спектров [7,8]. Однако уширение линий спектра может быть обусловлено и статистическим распределением эффективных магнитных полей на ядрах ^{57}Fe в сплавах. Известно, что частицы α' -фазы представляют собой твердый раствор на основе Fe–Co [1]. В работе [9] было показано, что в сплавах Fe–Co статистическое распределение атомов Fe и Co в ближнем окружении атомов Fe не вызывает заметного уширения линий мессбауэровского спектра. Так, изменение содержания Co в сплавах в пределах 25–75% приводит к

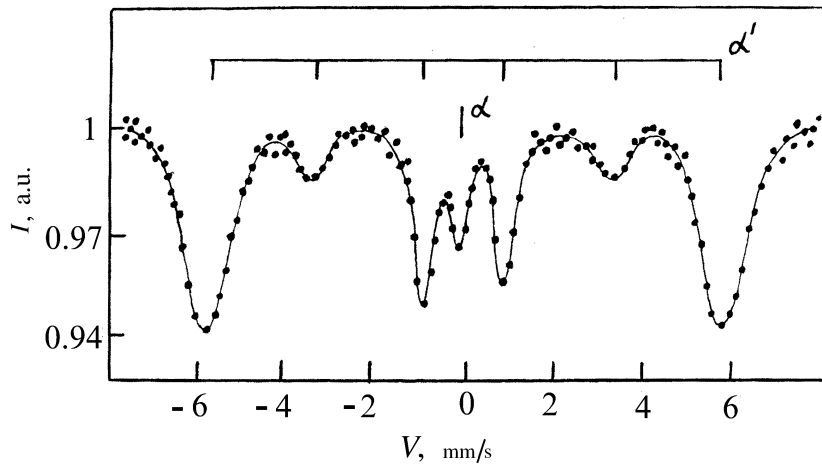


Рис. 1. Мессбауэровский спектр сплава ЮН15ДК25БА. Плоскость среза образца перпендикулярна оси легкого намагничивания.

уширению линий спектра лишь на 0.04 mm/s , при этом ширина внешних линий спектров не превышает 0.30 mm/s [9]. Поэтому уширение линий спектра α' -фазы вызвано флуктуационным процессом эффективного магнитного поля на ядрах атомов железа в α' -фазе, причиной которого, на наш взгляд, являются флуктуации направлений магнитных моментов однодоменных частиц в ДВ. Действительно, в сплаве Fe–Cr–Co, не прошедшем термомагнитную обработку (отсутствуют ДВ), линии мессбауэровского спектра, соответствующие α' -фазе, не уширены [10], в остальных спектрах близки друг другу по форме и по параметрам.

Причиной флуктуационного процесса магнитных моментов частиц в доменах, по-видимому является наличие вокруг ДВ магнитных зарядов [3,5]. Стремление уменьшить магнитостатическую энергию поверхностных и объемных магнитных зарядов приводит к хаотическим флуктуациям магнитных моментов от одного домена к другому, в результате чего происходит замыкание магнитного потока между ДВ. Если привести аналогию, что роль замыкающих доменов в обычной доменной структуре в данном случае играет флуктуационный процесс магнитных моментов между ДВ.

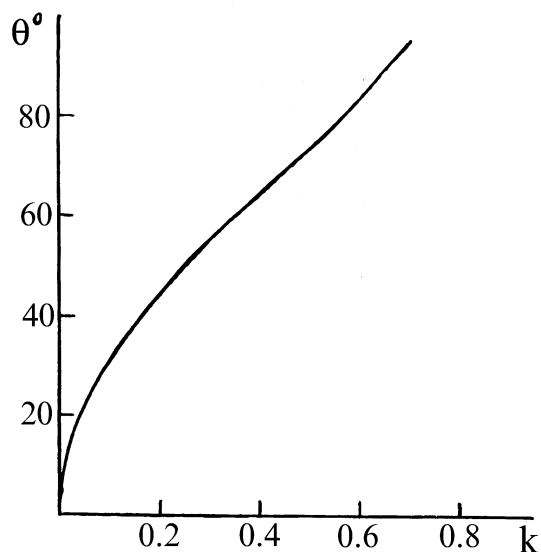


Рис. 2. Графическое решение уравнения (1).

Можно оценить среднюю амплитуду флуктуации магнитных моментов в доменах. Для этого воспользуемся выводами работы [11], где было получено уравнение

$$\cos^3 \theta + \frac{9k - 12}{3k + 4} \cos \theta + \frac{8 - 12k}{3k + 4} = 0, \quad (1)$$

из которого можно определить угол рассеяния магнитной текстуры θ в постоянных магнитах по параметру k , определяемому как отношение площадей второй к первой или пятой к шестой линиям мессбауэровского спектра ($k = S_{2.5}/S_{1.6}$). В данном случае угол θ можно рассматривать как среднюю амплитуду флуктуаций магнитных моментов частиц α' -фазы относительно своих длинных осей. На рис. 2 приведено графическое решение уравнения (1). Для данного сплава мы нашли $\theta = 45^\circ$.

Условием наблюдения флуктуационных явлений в экспериментах по эффекту Мессбауэра является соотношение [7,8]

$$\nu_L \tau_s \approx 1, \quad (2)$$

где ν_L — частота ларморовской прецессии ядерных спинов в эффективном магнитном поле H_e , τ_s — время флуктуации эффективного магнитного поля на ядре.

Из (2) можно оценить время флуктуации магнитных моментов частиц α' -фазы относительно своих осей анизотропии. Получено значение $\tau_s \approx 6 \cdot 10^{-9}$ с.

Следует отметить, что реализуемые на практике магнитные характеристики сплавов Fe–Co–Ni–Al ниже тех, которые могут быть рассчитаны непосредственно из модели однородного вращения векторов намагниченности однодоменных частиц [1]. Как возможные причины такого расхождения обычно обсуждаются некогерентность вращения векторов намагниченности однодоменных частиц и магнитное взаимодействие между ними. Хаотические флуктуации магнитных моментов частиц автоматически означают некогерентность их вращения при перемагничивании. Таким образом, обнаруженное явление может быть связующим звеном, объясняющим расхождение между теорией и экспериментальными результатами.

Список литературы

- [1] *Сергеев В.В., Булыгина Т.И.* Магнитотвердые материалы. М.: Энергия, 1980. 224 с.
- [2] *Булыгина Т.И., Сергеев В.В.* // ФММ. 1969. Т. 27. В. 4. С. 703–709.
- [3] *Лужинская М.Г.* // ФММ. 1986. Т. 61. В. 4. С. 718–727.
- [4] *Лужинская М.Г.* // ФММ. 1977. Т. 44. В. 5. С. 996–1004.
- [5] *Лужинская М.Г., Шур Я.С.* // ФММ. 1979. Т. 48. В. 2. С. 281–284.
- [6] *Штинель В.С.* Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М.: Наука, 1969. 407 с.
- [7] *Van der Woude F., Dekker A.J.* // Phys. Stat. Sol. 1965. V. 9. P. 775–786.
- [8] *Daniels J.M., Rosencwaig A.* // Canadian Journal of Physics. 1970. V. 48. N 4. P. 381–396.
- [9] *Demayo B., Forester D.W., Spooner S.* // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 3. P. 1319–1320.
- [10] *Tanara R., Nakamura Y., Inagaki M., Iwama Y.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1977. V. 41. P. 451–458.
- [11] *Алиев Ш.М., Камиров И.К.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 5. С. 9–11.