

О ПРИЗМАТИЧЕСКИХ ЗАМЫКАЮЩИХ ДОМЕНАХ В КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА

Л. В. Киренский, М. К. Савченко

Методом порошковых фигур Акулова-Биттера [1] при растяжении образцов исследовалось изменение структуры доменов замыкающего типа в кристаллах кремнистого железа (4% Si). Получены некоторые новые данные, находящиеся в согласии с теорией областей самопроизвольной намагниченности. Обнаружены также замыкающие области не только на краях кристаллов, но и внутри их.

ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследуемые образцы вырезались из листов трансформаторного железа в виде полосок длиной 40, шириной 5 и толщиной 0,3 мм. Для устранения внутренних напряжений они отжигались в вакууме и затем электролитически полировались. Кристаллы с плоскостями (100) находились по выступающим на них фигурам типа «елочек» [2]. Размер зерен в образцах был около 1,5 мм в диаметре. Растяжение производилось механизмом, в котором один конец образца закреплялся неподвижно, а другой зажимался на салазках, которые могли плавно перемещаться от мотора. Величина растягивающей нагрузки считывалась по динамометру, установленному между мотором и салазками. Порошковые фигуры наблюдались и фотографировались с помощью микроскопа МИМ-5, который для удобства в работе был перевернут основанием вверх и установлен на отдельном кронштейне.

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ РАСТЯЖЕНИЙ НА ДОМЕНЫ ЗАМЫКАЮЩЕГО ТИПА

Согласно теории Ландау и Лифшица [3], структура доменов кристалла, имеющего своей поверхностью плоскость (100), состоит из основных плоскопараллельных доменов и доменов замыкающего типа, имеющих форму прямоугольных трехгранных призм. Эти призматические домены находятся на краях кристалла и переносят магнитный поток одного плоскопараллельного домена в другой, благодаря чему магнитные потоки не выходят из кристалла. Такая структура наблюдается не только на крупных монокристаллах, но и на мелких, в мелкозернистых образцах, если рядом с кристаллитом, имеющим своей поверхностью плоскость (100), находится кристаллит с резко отличной от плоскости (100) ориентировкой.

На рис. 1 показаны порошковые фигуры на кристалле, которые почти точно соответствуют модели доменов Ландау и Лифшица как по своей геометрической форме, так и по распределению спонтанной намагниченности I_s (последнее видно из полосатости коллоидального осадка: I_s всегда направлено перпендикулярно полосам насыщения). На этом же рисунке показано изменение первоначальной структуры при растяже-

нии образца от нуля до 11 кг/мм^2 . Так как здесь направление I_s в за-
мыкающих доменах составляет с направлением растяжения угол, мень-
ший 45° , то при растяжении происходит рост замыкающих областей.
Увеличение размеров замыкающих областей идет путем параллельного
перемещения боковых границ призм до тех пор, пока на краю кристалла не
соединятся между собой их боковые ребра (рис. 1-б). При дальнейшем
увеличении натяжения σ соседние призмы должны бы были «прони-
кать» одна в другую или делаться более вытянутыми, что приводило бы
к уменьшению углов при вершинах призм. Энергетически невыгодно ни
то, ни другое, и при достижении некоторого значения σ (рис. 1-в,
 $\sigma = 11 \text{ кг/мм}^2$) структура доменов полностью перестраивается. Замыкаю-
щие домены дробятся на более мелкие и соответственно уже новым
замыкающим доменам строятся и плоскопараллельные домены.

Теоретически явление, подобное описанному, было предсказано Лиф-
щицем [4]. Разница между полученными опытными данными и теорией
заключается только в том, что теория связывает большую величину
замыкающих доменов только с большой величиной кристалла, а здесь
они получены большими в результате наложения напряжений. Однако
как бы они ни образовались — или вследствие большой величины кри-
сталла, или в результате действия напряжений, — несомненным остается
то, что существование замыкающих доменов, больших некоторой крити-
ческой величины, энергетически невыгодно и приводит к перестройке
всей доменной структуры.

Характерно, что если на границах кристалла нет замыкающих доме-
нов, то не происходит никакого дробления основных доменов. Как было
ранее показано Вильямсом, Бозортом и Шокли [2], а также наблюдалось
и нами, в этом случае под действием натяжений основные домены уста-
навливаются в соответствии с новой легчайшей осью, выделенной
растяжением. Наличие же призматических доменов препятствует пере-
ворачиванию всей структуры на 90° , как это наблюдается при отсутст-
вии таких доменов. Кристалл, на котором были получены фигуры рис. 1,
растягивался до 14 кг/мм^2 , и направление фигур оставалось прежним,
тогда как при отсутствии замыкающих областей изменение в направле-
нии фигур происходит уже при $3-4 \text{ кг/мм}^2$. Таким образом, поведение
порошковых фигур при наложении напряжений в сильной мере зависит
от того, существуют ли в кристалле замыкающие области.

При снятии напряжений структура стремится к первоначальной, хотя
и обнаруживаются явно гистерезисные явления. Это проявление магнит-
ноупругого гистерезиса наблюдается за всеми видами ферромагнитных
областей. Рис. 1-г получен, когда после снятия напряжений образец был
немного сжат, а затем опять освобожден от напряжений. Структура доме-
нов пришла к своему первоначальному виду, хотя стала как бы «более
правильной», в точности совпадающей с моделью Ландау и Лифшица.
Согласно Бозорту [5], для кремнистого железа (принимая модуль упру-
ости равным $E = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ дн/см}^2$, магнитострикцию насыщения
 $\lambda_{100} = 24 \cdot 10^{-6}$, граничную энергию $\gamma = 1 \text{ эрг/см}^2$), ширина плоско-
параллельных доменов равна $d = 0,08 \sqrt{L}$. Фигуры рис. 1 сняты с кри-
сталла длиной $L = 0,14 \text{ см}$, и ширина доменов теоретически должна
быть равной $0,030 \text{ см}$. Из промеров ширины доменов на рис. 1-а, б, г
средняя ширина доменов оказалась равной $0,037 \text{ см}$, что дает хорошее
согласие теории с опытом, если учесть приближенный характер расчета.

На рис. 2 показано поведение замыкающих доменов, когда I_s в них
составляет угол 90° с растяжением. Как и следовало ожидать, с ростом
натяжения объем этих доменов уменьшается и при некотором σ они
полностью исчезают. Ввиду уменьшения объема замыкающих доменов

часть потока I_s основных доменов уже не может замыкаться, и этот поток должен переходить или в соседний кристалл (для чего нужна благоприятная ориентировка последнего), или образовывать поля рассеяния на границе. На рис. 2 происходит, по-видимому, и то и другое. Свободные поля должны обнаруживаться по сгущению порошка коллоидальной суспензии, применяющейся для получения порошковых фигур. На рис. 2-б такие сгущения порошка наблюдаются на границе зерен в промежутках между замыкающими доменами. С увеличением σ такие полосы должны делаться более сильными, хотя в некоторых случаях (например, рис. 2-в) плотность магнитных зарядов может уменьшаться путем образования на границе зерна новых доменов в виде «клиньев». На рис. 3 образование свободных полей рассеяния видно особенно наглядно по большому количеству магнитного порошка, собравшегося в промежутках между замыкающими доменами.

ЗАМЫКАЮЩИЕ ОБЛАСТИ ВНУТРИ КРИСТАЛЛОВ

Призматические замыкающие области имеют место не только на краях кристаллов, но и внутри кристаллов, именно при наличии в них 90° соседств. Эти соседства соединяются между собой не «встык» [6, 7], а через призматические области, как это видно на рис. 4. В отличие от призматических областей на краях кристаллов, которые всегда замкнуты, призматические области внутри кристаллов могут быть как с замкнутым основанием, так и с незамкнутым, в зависимости от направления намагниченностей в соседних областях, как это показано на рис. 5. Основание призмы будет замкнутым, если вектор I_s верхней области направлен противоположно вектору I_s призматической области.

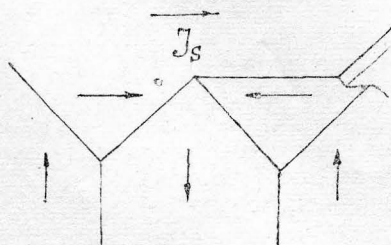


Рис. 5. Призматические области внутри кристаллов. Схема распределения намагниченностей рис. 4.

Хотя на образование призматических областей затрачивается некоторая граничная энергия, но при этом будет значительное уменьшение магнитной энергии, а поэтому образование внутри кристаллов призматических областей при наличии 90° соседств является энергетически выгодным.

ЛИТЕРАТУРА

[1] F. Bitter. F. Phys. Rev., 38. 1903, 1931: 41, 507, 1932; Акуллов Н. С. и Дехтяр М. Ann de Phys., 15, 750, 1932 [2] H. J. Williams, R. M. Bosorth a W. Shockley. Phys. Rev., 75, 155, 1949 [3] Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Sow. Phys., 8, 153, 1935 [4] Лифшиц Е. М., ЖЭТФ, 15, 97, 1945. [5] Бозорт Р. М. Ферромагнетизм, ИЛ., Москва, 1956. [6] Вонсовский С. В. и Шур Я. С. Ферромагнетизм, М.-Л., 1953. [7] W. C. Elmore. Phys. Rev., 62, 486, 1942.