

СОВРЕМЕННЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ПРОЦЕССАХ
ТЕХНИЧЕСКОГО НАМАГНИЧЕНИЯ*С. В. Вонсовский, Свердловск*

Характерной особенностью ферромагнитных тел, отличающей их от всех прочих магнетиков, является наличие у них спонтанного намагничения, независящего от внешнего магнитного поля.

Френкель¹ и Гейзенберг² на основе квантово-механического анализа показали, что причиной спонтанного намагничения является специфически квантовая часть электростатического взаимодействия между электронами в кристалле, так называемое обменное взаимодействие, не имеющее аналога в классической теории. Существенная черта этого взаимодействия заключается в том, что его энергия зависит от величины результирующего намагничения кристалла. Минимальное значение обменной энергии соответствует полному спонтанному намагничению в ферромагнетиках и отсутствию последнего в неферромагнетиках. Величина спонтанного намагничения зависит от температуры, так как тепловое движение нарушает параллельную ориентацию электронных спинов (элементарных магнитных моментов ферромагнетиков). При некоторой температуре θ (точка Кюри) вещество теряет свои ферромагнитные свойства. Эта температура определяется из условия $A \sim k\theta$, где A (обменный интеграл) — обменная энергия на один элементарный магнетик (спин), а $k\theta$ соответствует его средней тепловой энергии при температуре θ .

Поэтому было бы законно ожидать, что всякое ферромагнитное тело всегда должно спонтанно намагничиваться до насыщения, соответствующего данной температуре. Однако, как хорошо известно из опыта, для ферромагнетика наиболее естественным является ненамагниченное состояние (мы исключаем постоянные магниты, остаточное намагничение которых всегда меньше насыщения I_s и определяется вторичными причинами). Помещая такой ненамагниченный ферромагнетик во внешнее поле, мы достигаем насыщения в очень слабых полях, тем более слабых, чем ближе данный образец к идеальному однородному кристаллу. Уже из одного этого факта можно заключить, что отсутствие результирующего намагничения во всем ферромагнитном образце без внешнего поля не является доказательством того, что в нем нет спонтанного намагничения. Кроме того, существует еще ряд твердо установленных опытных фактов, как магнетокалорический эффект, аномалия теплоемкости

вблизи точки Кюри, само существование точки Кюри и др., которые предсказываются теорией и единственной причиной которых может являться спонтанное намагничение.

Кажущееся противоречие объясняется так. С точки зрения обменного взаимодействия энергетически выгодно намагнитить все тело до насыщения вдоль какого-то произвольного направления (без внешнего поля), но это невыгодно с точки зрения других энергий ферромагнетика и, в первую очередь, энергии размагничивающего поля поверхности. «Борьба» между обменными и «размагничивающими» силами приводит к тому, что ферромагнитный образец разбивается на так называемые области спонтанного намагничения и при этом так, что результирующее намагничение и обусловливаемое им размагничивающее поле равны нулю по всему образцу. Идея о существовании этих областей была впервые высказана Вейссом³ в виде гипотезы, без всякого теоретического обоснования. Позже Гейзенберг⁴, Блох⁵, Френкель и Дорфман⁶, Ландау и Лифшиц⁷ и др. разработали количественную теорию областей спонтанного намагничения.

При построении этой теории, кроме уже упомянутых двух типов энергии, надо принять во внимание еще магнитное и магнитноупругое взаимодействие электронных спинов ферромагнетика. Наличие этих энергий экспериментально обнаруживается в явлениях магнитной анизотропии и магнитострикции. Всякий ферромагнитный монокристалл обладает направлениями легкого намагничения, вдоль которых насыщение при намагничении достигается при значительно меньших полях, чем для всех остальных «трудных» направлений (у железа, например, легкими осями являются тетрагональные оси кристалла). Кроме этой естественной кристаллографической магнитной анизотропии, обусловленной чисто магнитным взаимодействием спинов, мы можем создать искусственную магнитную анизотропию при помощи внешних напряжений. Так например, растягивая или сжимая поликристаллический образец, его можно сделать резко магнитно анизотропным, хотя в нормальном состоянии, из-за хаотического распределения кристаллитов в нем, он и не обладал анизотропией. Вдоль направления растяжения или сжатия мы получаем ось легчайшего намагничения. Точно так же и внутренние напряжения в каждой данной малой области реального технического образца в зависимости от своей ориентации относительно осей легкого намагничения делают одну из них наилегчайшей. Вдоль этой оси и будет направлен вектор намагничения спонтанной области в данном объеме образца. Таким образом в техническом материале на распределение, форму и размеры спонтанных областей влияют в основном следующие факторы:

- а) кристаллографические свойства образца,
- б) распределение внутренних и внешних напряжений,
- с) форма образца (размагничивающее поле поверхности).

Слагающая результирующего намагничения $I_{\parallel}$ вдоль поля в общем случае может быть записана так⁸:

$$I_{II} = \sum_i V_i \cos \vartheta_i,$$

где V_i — относительный объем $\left(\sum_i V_i = 1\right)$ спонтанной области номера i , а ϑ_i угол между спонтанным намагничиванием этой области и направлением внешнего поля. I_{II} может изменять свою величину двумя путями:

1. Процесс вращения: $V_i = \text{const}$, меняются углы ϑ_i , спонтанное намагничивание в областях поворачивается к направлению внешнего поля.

2. Процесс смещения границ (инверсия): $\vartheta_i = \text{const}$, меняются объемы V_i таким образом, что области, расположенные энергетически более выгодно относительно поля, растут за счет своих менее выгодно ориентированных соседей.

Процесс вращения, как показывает опыт, происходит в области средних и высоких полей ($\gtrsim 100$ гаусс). Он является обратимым в том смысле, что при перемене знака изменения поля вращение идет в обратном направлении. Процесс смещения границ при очень слабых полях (или точнее при очень малых изменениях поля) идет также обратимо. Но после того как достигнуто некоторое критическое поле H_0 , смещение границы может идти и без дальнейшего увеличения поля с конечной скоростью, т. е. процесс сьедания соседних областей происходит скачком (эффект Баркгаузена). Величина критического поля H_0 определяется из следующих соображений. Границы между спонтанными областями обладают конечной толщиной, образуя своего рода переходный слой. Направление намагничивания в этом слое меняется непрерывно от направления I_s в одной области до его направления в соседней. Толщина граничного слоя и закон изменения направления намагничивания в нем определяются из минимума суммарной энергии этого слоя, которая трактуется как некоторая поверхностная энергия γ . Вследствие наличия неоднородностей во всяком реальном кристалле энергия γ зависит от координат. Поэтому при движении граничного слоя, во время инверсии, его энергия меняется. В исходном состоянии граница находится в энергетической яме, для ее смещения требуется работа, которая доставляется внешним полем. Такое квази-упругое смещение границы продолжается до тех пор, пока мы не достигнем вершины энергетического барьера. После этого движение границы может идти само по себе, без дальнейшего увеличения внешнего поля, до следующего потенциального барьера или до полного сьедания соседней области — происходит скачок Баркгаузена. Высота потенциального барьера определяется градиентом поверхностной энергии, им же определяется величина критического поля.

Необратимые явления проявляются наиболее ярко при перемагничивании образцов, предварительно намагниченных до насыщения (гистерезис). Уменьшая поле H , создающее насыщение в каком-нибудь направлении, мы сперва будем спускаться по основ-

ной кривой, вектор намагничения выходит из направления поля и поворачивается к ближайшей оси легкого намагничения. По мере приближения к малым полям кривая размагничивания пойдет выше основной кривой. При $H = 0$ вектор намагничения в каждом кристаллите будет направлен вдоль ближайшей легкой оси, и появляется так называемое остаточное намагничение. Для размагничения образца необходимо приложить обратное поле. При некотором значении H_S этого поля, которое называется коэрцитивной силой, образец полностью размагничивается. При дальнейшем увеличении обратного поля мы можем намагнитить образец в противоположном направлении до насыщения и вернуться потом опять в исходное состояние, описав петлю гистерезиса. В состоянии насыщения у нас нет спонтанных областей, так как весь материал намагничен до насыщения. Процесс вращения так же не способен создать их. Поэтому необходимо допустить, что существуют и могут зарождаться зародыши перемагничивания. Это могут быть либо остатки прежних областей, окруженные очень высокими энергетическими барьерами, недоступными даже для больших внешних полей, либо они могут образовываться в результате термических флуктуаций. Каждый из этих зародышей начинает расти, если обратное поле достигнет для него какого-то определенного значения. Это поле называют полем «старта» H_S ; величина его связана с величиной критического поля и формой зародыша. До сих пор мы не имеем сколько-нибудь удовлетворительной теории возникновения зародышей перемагничивания. Повидимому, это зарождение происходит в местах наибольших искажений решетки, которые играют роль свободных магнитно-каталитических поверхностей, ибо, как можно показать, внутри однородного и однородно намагниченного материала возникновение зародышей перемагничивания весьма мало вероятно. В реальных технических материалах наблюдаемая коэрцитивная сила есть результат усреднения полей старта H_S по всему образцу. Точно так же поле, соответствующее крутому подъему на основной кривой, является средним статистическим критических полей отдельных областей образца. Поэтому изучение элементарных процессов намагничения и проверка основных теоретических выводов на обычном техническом материале весьма неудобны из-за вторичных статистических моментов. Удобным объектом для изучения элементарных процессов технического намагничения могли бы явиться монокристаллы. Однако здесь мы встречаемся с другой трудностью. Все полученные до сих пор ферромагнитные монокристаллы обладают очень малыми размерами. Поэтому при работе с ними нельзя избежать сильного размагничивающего действия поверхности, что сильно искажает кривую намагничения, особенно в начальном участке в области процесса инверсии и гистерезиса; при этом расчет искажения представляет непреодолимые математические трудности. Однако имеется возможность обойти это затруднение и получить однородный материал, пригодный для детального изучения элементарных процессов технического намагничения. Как мы уже указывали, внешние натяжения

могут создать в материале одну ось легчайшего намагничивания. Поэтому сильно упруго растягивая проволоку (магнитострикция > 0), мы можем сделать ее в магнитном смысле подобной одноосному монокристаллу — ось проволоки и будет осью наилегчайшего намагничивания. Перемагничивая такую проволоку, мы получим прямоугольную петлю гистерезиса. Процесс инверсии совершается одним скачком Баркгаузена через всю проволоку. Проволоку можно сделать сколь угодно длинной и тем свести размагничивающее действие поверхности концов до минимума.

Содержание переведенных статей, помещенных ниже, и заключается в описании опытов и изложении теории этих опытов на таких упруго растянутых проволоках.

В первой статье Сикстуса дается обзор результатов блестящих опытов этого автора, начатых в 1931 г. совместно с Тонксом. В этих опытах впервые была изучена кинетика перемагничивания и впервые непосредственно наблюдалось смещение границ между антипараллельно намагниченными областями. Скорость движения границы оказалась прямо пропорциональной разности между полем, при котором производится опыт, и критическим полем H_0 . Кроме того, эти опыты дали возможность установить сами понятия критического поля H_0 и поля старта H_S и выяснить их зависимость от внешних натяжений и свойств изучаемых образцов. Так же весьма важным для понимания процессов технического намагничивания и в частности для выяснения кинетики роста уже возникших зародышей являются последние опыты Сикстуса с замораживанием больших зародышей. Теоретический анализ именно этих опытов, проведенный Дерингом⁹ (см. вторую из предлагаемых статей), позволил впервые дать непосредственную экспериментальную проверку предсказаний теорий. В частности Дерингом была получена оценка величины энергии граничной поверхности между антипараллельными спонтанными областями.

В одной из своих следующих работ Деринг и Хаак¹⁰ показали экспериментально, что предсказанная Блохом⁵ зависимость γ от натяжений хорошо согласуется с наблюдениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Frenkel, Z. Physik, **49**, 31, 1928.
2. W. Heisenberg, Z. Physik, **49**, 619, 1928.
3. P. Weiss, J. de Physique (4), **6**, 601, 1907.
4. W. Heisenberg, Z. Physik, **69**, 287, 1931.
5. F. Bloch, Z. Physik, **74**, 295, 1932.
6. J. Frenkel a. J. Dorfman, Nature, **126**, 274, 1930.
7. L. Landau a. E. Lifschitz, Sow. Phys., **8**, 153, 1935.
8. См., например, вводную статью R. Becker из сборника «Probleme der Technischen Magnetisierungskurve», J. Springer, 1938.
9. W. Döring, Z. Physik, **108**, 137, 1938.
10. W. Döring u. H. Haake, Z. Physik., **39**, 865, 1938.