

NATURE OF MAGNETIC HISTERESIS

G. S. KANDAUROVA

We consider the modern notions about basic reasons of magnetic hysteresis and mechanisms of magnetization process. We give visual pictures of reversible and non-reversible processes and compare the theoretical hysteresis parameters with experimental data. The illustration of general progress in elaboration of materials for hard magnets during last decade are given.

Рассматриваются современные представления об основных причинах магнитного гистерезиса, механизмах процессов намагничивания, приводятся наглядные картины обратимых и необратимых процессов. Теоретические оценки гистерезисных параметров сопоставляются с опытными данными. Иллюстрируется прогресс в разработке материалов для постоянных магнитов, достигнутый за последние десятилетия.

© Кандаурова Г.С., 1997

ПРИРОДА МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА

Г. С. КАНДАУРОВА

Уральский государственный университет
им. А.М. Горького, Екатеринбург

ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью магнитоупорядоченных веществ, обладающих спонтанной намагниченностью¹ J_s , к которым в первую очередь отнесем ферромагнетики, является наличие у них кривой намагничивания и петли гистерезиса (от греч. *отстаю* или *запаздываю*) [1]. Та и другая показаны схематично на рис. 1. При отсутствии поля ($H=0$) образец размагничен, его намагниченность J , которую определим как магнитный момент единицы объема, равна нулю. (Далее для простоты будем рассматривать образцы единичного объема.) С увеличением напряженности поля H намагниченность J растет и достигает в поле H_s значения намагниченности насыщения J_s . Если в интервале $H_s - H_{max}$ величина J_s практически не меняется, то можно принимать J_s за спонтанную (самопроизвольную) намагниченность вещества. Кривая OAB на рис. 1 есть начальная кривая намагничивания. При снижении поля от H_s до нуля образец не приходит в состояние с $J=0$, напротив, при $H=0$ образец имеет остаточную намагниченность J_r . Это и означает, что изменение J отстало

¹ Под спонтанной намагниченностью J_s будем понимать векторную сумму магнитных моментов атомов в достаточно малом объеме вещества, отнесенную к этому объему. О квантовой природе спонтанной намагниченности см. [1, 2].

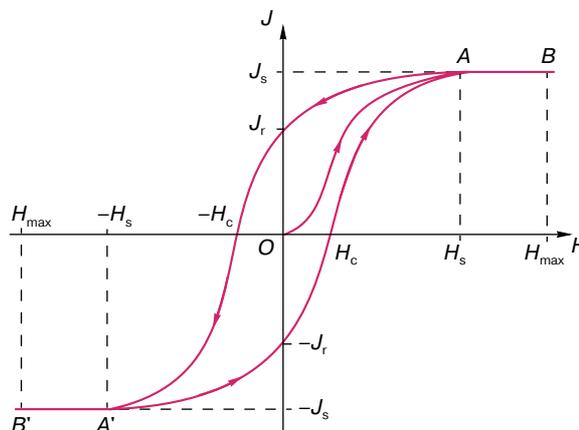


Рис. 1. Типичная петля магнитного гистерезиса и ее основные параметры

от изменения поля H . Лишь в некотором противоположном по направлению (отрицательном) поле $-H_c$ намагниченность $J = 0$. Это поле H_c называют коэрцитивным полем или коэрцитивной силой (от лат. *coercitio* – удерживание) [1]. При циклическом изменении поля $H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow (-H_{\max}) \rightarrow 0 \rightarrow H_{\max}$ намагниченность меняется по замкнутой кривой $AJ_r A'(-J_r)A$, обычно симметричной относительно начала координат. Эту кривую называют предельной петлей магнитного гистерезиса по намагниченности¹. Ее основные характеристики (параметры): J_s , J_r , H_c и площадь петли S . Последняя пропорциональна работе, совершенной внешним полем по перемагничиванию образца. Спонтанная намагниченность J_s определяется квантовыми обменными взаимодействиями между электронными оболочками атомов в кристаллической решетке [1, 2]. Это фундаментальная характеристика вещества. При данной температуре будем считать $J_s = \text{const}$. Величины J_r , H_c , S – структурно-чувствительные параметры. Их можно изменять в широких пределах (в сотни-тысячи раз) путем различных обработок материала (термической, термомагнитной, механической и др.). Значения гистерезисных параметров фактически определяют область техники, где используется тот или иной магнитный материал. Так, для магнитомягких материалов (магнитопроводы генераторов, сердечники трансформаторов и т.д.) требуется как можно меньшее значение H_c , а для магнитотвердых материалов (постоянные магниты) необходима как можно большая величина H_c . В итоге в современных магнитных материалах значения коэрцитивной силы H_c могут различаться на 5–6 порядков [3]. Попробуем выяснить: как происходят процессы намагничивания и перемагничивания, каковы причины магнитного гистерезиса? Согласно современным представлениям, таких основных причин три. Рассмотрим их по порядку.

1. Магнитный гистерезис, связанный с необратимым смещением доменных границ

В магнитоупорядоченном кристалле под действием сил магнитной анизотропии (см. [1, 2]) векторы J_s ориентируются вдоль определенных кристаллических осей. Их называют осями легкого намагничивания (ОЛН). Таких осей может быть несколько. Например, кристалл кобальта имеет одну ОЛН, железа – три, никеля – четыре. Для простоты дальше будем рассматривать только ферромагнитные кристаллы с одной ОЛН.

При отсутствии поля кристалл разбивается на магнитные области – домены с противоположной ориентацией векторов спонтанной намагниченнос-

ти J_s , как показано на рис. 2, а. Векторная сумма $\sum J_s = 0$ – образец размагничен, то есть $J = 0$. При включении поля, направленного по ОЛН (рис. 2, б), происходит смещение доменных границ, увеличивается объем (а на плоской схеме – ширина) доменов с J_s , ориентированным вправо, уменьшается объем доменов с обратным направлением J_s . Появляется суммарная намагниченность J . В еще большем поле H границы уменьшающихся доменов смыкаются в средней части, полосовые домены превращаются в клинообразные (рис. 2, в), а те, в свою очередь, с ростом H уменьшаются, стягиваясь к краям образца, и исчезают. Образец намагничивается до насыщения $J = J_s$.

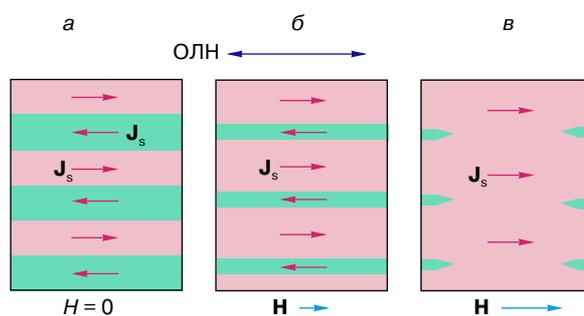


Рис. 2. Схема доменной структуры магнитоодноосного кристалла в размагниченном состоянии (а) и изменение структуры в процессе намагничивания (б, в)

Если в кристалле нет дефектов и доменным границам (стенкам) ничего не мешает двигаться, то смещение их обратимо. Например, с уменьшением поля H от значения, соответствующего рис. 2, б, до нуля границы вернутся в исходное состояние (рис. 2, а), пройдя все те положения, которые они последовательно занимали при увеличении поля. Никакого гистерезиса нет. Смещение стенок становится существенно необратимым, когда в образце есть дефекты (а это наиболее реальная ситуация) или когда произошло качественное изменение вида доменной структуры, как, например, при переходе от рис. 2, б к рис. 2, в. Остановимся на первом случае как более простом.

На рис. 3, а приведена фотография двух доменов: светлого, с вектором J_s , направленным “к нам”, и темного с J_s , направленным “от нас”. Домены на рис. 3, так же как на рис. 6, выявлены с помощью магнитооптического эффекта, который заключается в том, что при отражении плоскополяризованного света от разных доменов плоскость поляризации поворачивается на разные углы, например на $+\alpha$ и $-\alpha$. Это дает возможность, подставляя анализатор микроскопа, получить контрастную картину темных и светлых доменов. На рис. 3, а виден дефект слева от стенки. Включается поле H ,

¹ Можно было бы ввести магнитную индукцию $B = \mu_0 H = \mu_0(H + J)$, где μ – относительная магнитная проницаемость материала, μ_0 – магнитная постоянная, и говорить далее о петле гистерезиса по индукции и ее параметрах B_s , B_r и H_c . Но суть дела от этого не изменится.

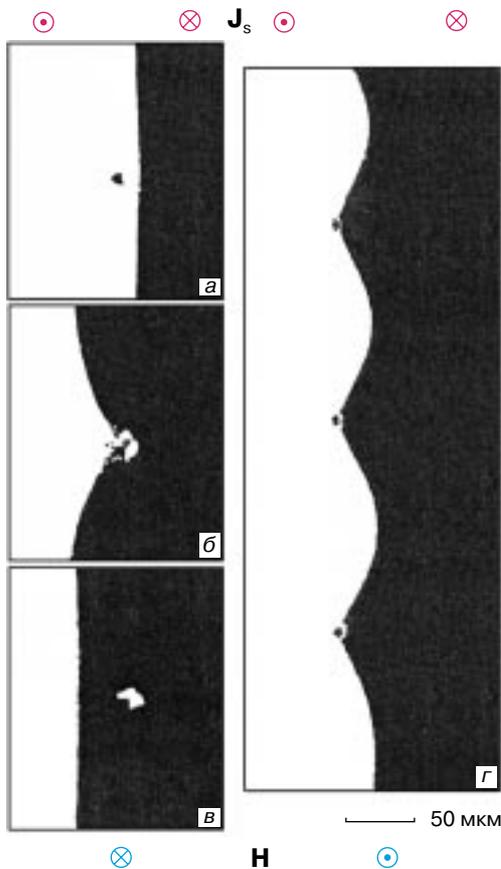


Рис. 3. Смещение доменной стенки через участок кристалла, содержащий один дефект (а–в) или несколько дефектов (г). Намагниченность в светлом домене направлена “к нам”, в темном – “от нас”

ориентированное “от нас”, и стенка начинает смещаться влево. Пока она не попала на дефект, смещение обратимо. Но вот стенка на дефекте, и далее видно, как с увеличением H верхний и нижний края стенки смещаются, а середина застряла на дефекте (рис. 3, б). С ростом H стенка прогибается все сильнее и сильнее и в некотором поле происходит срыв, стенка скачком занимает положение слева от дефекта (рис. 3, в). При этом скачком увеличилась площадь черного домена, а значит, произошел и скачок намагниченности J . Далее с увеличением H смещение стенки влево снова обратимо. Но если теперь уменьшать H и тем самым заставить стенку двигаться вправо, то нетрудно видеть, что изгиб стенки, снова застрявшей на дефекте, будет направлен в другую сторону по сравнению с рис. 3, б. Но это и означает, что скачкообразный переход от состояния на рис. 3, б к состоянию на рис. 3, в был существенно необратим.

Определяя изменение площади черного и светлого домена, можно построить зависимость $J(H)$

при движении границы влево и вправо. Получится маленькая локальная петля гистерезиса. Вот из таких локальных петель, обусловленных необратимым смещением доменных границ, и складывается предельная петля гистерезиса (рис. 1).

Теперь зададимся вопросом: почему доменная граница задерживается на дефектах? Рис. 3 показывает, что доменная стенка подобна упруго растянутой пленке и как пленка обладает запасом энергии. Энергию стенки, приходящуюся на единицу ее площади, называют поверхностной плотностью граничной энергии. Обозначим ее γ . Если стенка находится вне дефекта, ее полная энергия $\epsilon_1 = \gamma S$, где S – площадь стенки. Предположим, что дефект – немагнитное сферическое включение диаметром D . Тогда ясно, что, находясь на дефекте, стенка имеет $\epsilon_2 = \gamma(S - (\pi/4)D^2)$, то есть $\epsilon_2 < \epsilon_1$. Другими словами, стенка на дефекте находится в энергетической потенциальной яме. Чем жестче закреплена стенка, чем глубже яма, тем больше надо приложить поле, чтобы вытянуть стенку оттуда. Очевидно, что несколько дефектов будут препятствовать смещению стенки сильнее, чем каждый из них. Наглядно это показано на рис. 3, г, где цепочка искусственно созданных дефектов удерживает стенку как прищепками.

В теоретической модели немагнитных сферических включений, распределенных в образце с некоторой объемной плотностью ρ , получена формула для коэрцитивной силы

$$H_c \sim \frac{\gamma \rho^{2/3}}{J_s D}. \quad (1)$$

Характеристики материала γ и J_s могут быть весьма различны для разных веществ. Например, для железа $\gamma = 2$ эрг/см² (0,002 Дж/м²), а для сплава SmCo_5 $\gamma = 100$ эрг/см² (0,1 Дж/м²). Ясно, что для получения магнитомягкого материала надо брать сплав с малой величиной γ , высоким J_s и возможно меньшим количеством дефектов, препятствующих смещению доменных границ. Наоборот, в случае магнитотвердого материала нужны высокие значения J_s , γ и достаточное количество дефектов, чтобы обеспечить высокую коэрцитивную силу. (Более подробно о необратимых смещениях доменных границ, взаимодействиях их с различными реальными дефектами, о свойствах магнитных материалов см. [3].)

Заканчивая этот раздел, надо сделать еще одно замечание. На рис. 2 и 3 внешнее поле было направлено вдоль ОЛН. Если это не так и поле \mathbf{H} составляет с ОЛН некоторый угол ϕ , то давление со стороны поля на стенку уменьшается. Оно будет определяться составляющей поля $H \cos \phi$ (при $\phi = 90^\circ$ стенка вовсе не будет смещаться). Отсюда получают закон анизотропии коэрцитивной силы в виде

$$H_c(\phi) = \frac{H_c(0)}{\cos \phi}, \quad (2)$$

где $H_c(0)$ – значение коэрцитивной силы при ориентации поля \mathbf{H} вдоль ОЛН. Зависимость $H_c(\varphi)$ показана на рис. 4, а.

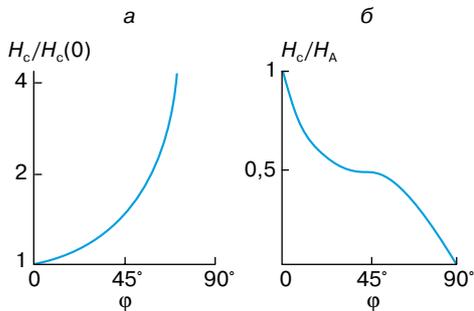


Рис. 4. Анизотропия приведенной коэрцитивной силы $H_c/H_c(0)$ и H_c/H_A в случае двух механизмов: смещения доменных границ (а) и однородного вращения векторов спонтанной намагниченности \mathbf{J}_s (б)

2. Магнитный гистерезис, связанный с необратимым вращением спонтанной намагниченности

При размерах образца (кристалла) меньше критического размера однодоменности¹ в нем отсутствуют доменные границы и все процессы намагничивания и перемагничивания осуществляются путем однородного (когерентного) или неоднородного вращения векторов \mathbf{J}_s . Рассмотрим лишь первый процесс как наиболее простой.

При отсутствии магнитного поля в магнитоодноосном кристалле вектор \mathbf{J}_s направлен вдоль ОЛН.

¹ Это размер, ниже которого энергетически невыгодно образование нескольких доменов. Образец (частица) остается однодоменным.

Приложим поле \mathbf{H} под углом φ к ОЛН. Под действием поля \mathbf{J}_s повернется на некоторый угол θ . Проекция \mathbf{J}_s на направление поля есть измеряемая намагниченность образца

$$J = J_s \cos(\varphi - \theta), \quad (3)$$

где θ – функция поля $\theta(H)$.

Равновесная ориентация \mathbf{J}_s и соответствующие значения угла θ и намагниченности J будут определяться конкуренцией двух энергий: 1) энергии магнитной анизотропии E_k , из-за которой \mathbf{J}_s стремится ориентироваться вдоль ОЛН, и 2) энергии намагниченного образца в магнитном поле E_H , из-за которой вектор \mathbf{J}_s стремится ориентироваться вдоль поля \mathbf{H} . Первая энергия записывается в виде

$$E_k = \kappa \sin^2 \theta, \quad (4)$$

где κ – константа магнитной анизотропии – характеристика вещества, вторая – в виде

$$E_H = -J_s H \cos(\varphi - \theta). \quad (5)$$

Из минимума суммарной энергии $E = E_k + E_H$ находят зависимости $\theta(H)$ или с учетом (3) $J(H)$. Получается семейство кривых – петель гистерезиса, параметром которых служит задаваемый на опыте угол φ . Для нескольких значений φ эти кривые приведены на рис. 5. Рассмотрим их подробнее.

В качестве координат на рис. 5 выбраны безразмерные относительные величины намагниченности $J = J/J_s$ и поля $h = H/H_A$, где $H_A = 2\kappa/J_s$. Это поле называют полем магнитной анизотропии. Использование безразмерных переменных делает результат расчета универсальным. Его можно отнести к любым магнитоодноосным кристаллам, перемагничивание которых осуществляется когерентным вращением спонтанной намагниченности \mathbf{J}_s . На рис. 5 для наглядности на схемах показаны некая круглая однодоменная частица, ориентация вектора \mathbf{J}_s в ней (жирная стрелка) и направление поля \mathbf{H} . Как видно

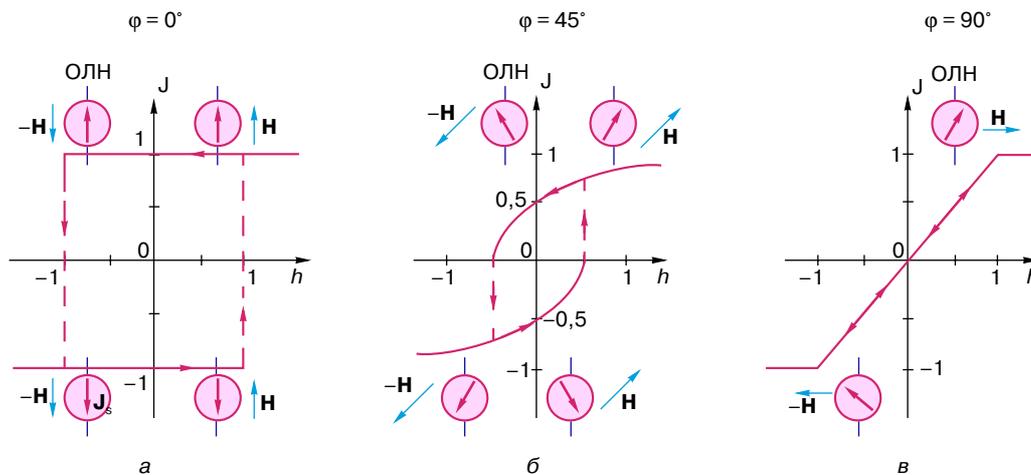


Рис. 5. Теоретические петли магнитного гистерезиса, рассчитанные в модели однородного вращения \mathbf{J}_s

на рис. 5, а, при $\varphi = 0^\circ$ (поле вдоль ОЛН) состояние с намагниченностью вверх сохраняется в полях противоположного направления до значения $h = -1$ или $H = -H_A$. В этом поле одним скачком частица перемагничивается, \mathbf{J}_s переворачивается вниз и ориентируется вдоль поля $-\mathbf{H}$. Теперь это состояние сохранится и после выключения поля, и в положительных полях до значения $H = H_A$ ($h = 1$). В этом поле снова состояние частицы изменится скачком до первоначального. Таким образом, в результате двух скачкообразных необратимых вращений \mathbf{J}_s формируется прямоугольная петля гистерезиса. Ее параметры $J_r = J_s$, $H_c = H_A = 2\kappa/J_s$ являются теоретическими, предельно высокими величинами J_r и H_c . Именно к таким значениям J_r и H_c , к такой широкой прямоугольной петле с максимальной площадью стремятся физики и технологи, когда разрабатывают материалы для постоянных магнитов. В табл. 1 приведены значения полей анизотропии H_A и максимальных значений коэрцитивной силы H_c для ряда современных магнитотвердых материалов. Видно, что резерв повышения H_c еще далеко не исчерпан.

Вернемся к анализу других петель гистерезиса на рис. 5. При $\varphi = 45^\circ$ (рис. 5, б) на петле гистерезиса сплошными линиями обозначены ветви, на которых происходит обратимое изменение намагниченности. Здесь с увеличением (уменьшением) H вектор \mathbf{J}_s приближается (или удаляется) постепенно к направлению (от направления) поля. Штриховыми линиями обозначены скачки намагниченности, связанные с резким необратимым вращением векторов \mathbf{J}_s . При $\varphi = 90^\circ$, как видно на рис. 5, в, петля гистерезиса превратилась в прямую. И в положительных и в отрицательных полях намагничивание идет только путем постепенного обратимого вращения \mathbf{J}_s . В этом случае $J_r = 0$, $H_c = 0$.

Таким образом, вид петли гистерезиса, ее площадь, ее основные параметры J_r , H_c в сильнейшей степени зависят от ориентации поля \mathbf{H} относительно ОЛН, то есть от угла φ . Зависимость $H_c(\varphi)$ или, другими словами, анизотропия коэрцитивной силы показана на рис. 4, б. Из сравнения зависимостей $H_c(\varphi)$ в теории однородного вращения векторов \mathbf{J}_s (рис. 4, б) с аналогичной зависимостью в теории смещения доменных границ (рис. 4, а) видно, что анизотропия коэрцитивной силы в том и другом

случае совершенно различна. Это дает основание, измеряя на опыте $H_c(\varphi)$ и сравнивая с теоретическими кривыми, судить о том, какие процессы — необратимого смещения границ или необратимого вращения спонтанной намагниченности — дают основной вклад в магнитный гистерезис.

3. Магнитный гистерезис, связанный с задержкой образования и роста зародышей перемагничивания

Посмотрим еще раз табл. 1. Для указанных здесь магнитотвердых материалов получены на опыте и теоретически предельное значение остаточной намагниченности $J_r = J_s$, и прямоугольные петли гистерезиса, как на рис. 5, а, но экспериментальные значения коэрцитивной силы H_c много меньше теоретического предела — поля анизотропии H_A . Почему? Дело оказывается в том, что, хотя после намагничивания в сильном поле, параллельном ОЛН, образец любого из этих материалов остается однодоменным, перемагничивания вовсе не происходит путем однородного вращения векторов \mathbf{J}_s . Теория когерентного вращения \mathbf{J}_s разработана для идеальных, бездефектных кристаллов. В реальном же материале всегда есть разные дефекты [3]. Это и микроскопические дефекты кристаллической решетки — вакансии, внедренные чужеродные атомы, дислокации и др. Это и макроскопические дефекты — раковины, включения, трещины и т.д. В области дефекта в большей или меньшей степени понижено поле магнитной анизотропии, векторы \mathbf{J}_s распределены неоднородно (не параллельно друг другу), есть магнитные моменты, отклоненные от ОЛН. Именно здесь образуются и начинают расти зародыши перемагничивания — маленькие домены с намагниченностью \mathbf{J}_s , антипараллельной намагниченности всего остального объема образца. Достаточно одного зародыша, чтобы перемагничивание произошло смещением доменных границ. Отсюда следует, что и H_c будет значительно меньше той величины, которая предусмотрена теорией вращения \mathbf{J}_s .

Появляется масса вопросов: как возникает зародыш, как из магнитной неоднородности около дефекта формируются однородно намагниченный маленький домен и его стенки, какие факторы затрудняют или, наоборот, облегчают образование зародышей и тем самым влияют на гистерезисные свойства магнитного материала? Эти и множество других вопросов, связанных с анализом магнитных неоднородностей (в том числе внутри доменных стенок), решают в специальном разделе магнетизма — микромагнетике [4].

Итак, затруднение образования и роста зародышей перемагничивания — это третья существенная причина магнитного гистерезиса. Она наиболее ярко проявляется в небольших по размеру кристаллах магнитотвердых материалов. Одной из характерных особенностей гистерезисных свойств, связанных с

Таблица 1. Предельные теоретические и максимальные экспериментальные значения коэрцитивной силы некоторых материалов для постоянных магнитов

Магнитный материал	Теория $H_c = H_A$, кА/м (кЭ)	Эксперимент H_c , кА/м (кЭ)
Бариевый феррит	1350 (17)	250 (3,0)
CoPt	9600 (120)	720 (9,0)
Nd-Fe-B	6000 (75)	1200 (15)
SmCo ₅	35 200 (440)	2300 (29)

указанной причиной, является их сильная зависимость от магнитной предыстории образца. Попробуем продемонстрировать это на примере частицы сплава SmCo_5 .

На рис. 6, а показана доменная структура частицы в размагниченном состоянии. Векторы \mathbf{J}_s в светлых и темных доменах направлены соответственно “к нам” и “от нас” вдоль ОЛН. Включаем и увеличиваем напряженность поля \mathbf{H} , направленного “к нам”. Идет обычный процесс намагничивания (рис. 6, а–г), разрастаются светлые домены с намагниченностью \mathbf{J}_s “к нам” и уменьшаются соседние – темные домены с \mathbf{J}_s “от нас”. В поле $H_s = 290$ кА/м

достигается намагниченность насыщения (рис. 6, д), все темные домены исчезли, образец стал однодоменным с \mathbf{J}_s “к нам”. Несколько увеличим поле до $H_{\text{max}} = 300$ кА/м, а затем начнем снижать. И тогда обнаружится, что однодоменное состояние сохраняется до поля $H_0^{(1)} = 170$ кА/м, в котором скачком возникают два темных домена (рис. 6, е). Из каких мест и как они росли, мы не видим ни при наблюдении в микроскоп, ни на фотографии. Этот процесс произошел настолько быстро, что мы фиксируем лишь конечный результат. Большое различие в значениях H_s и H_0 указывает на сильный магнитный гистерезис, связанный с задержкой

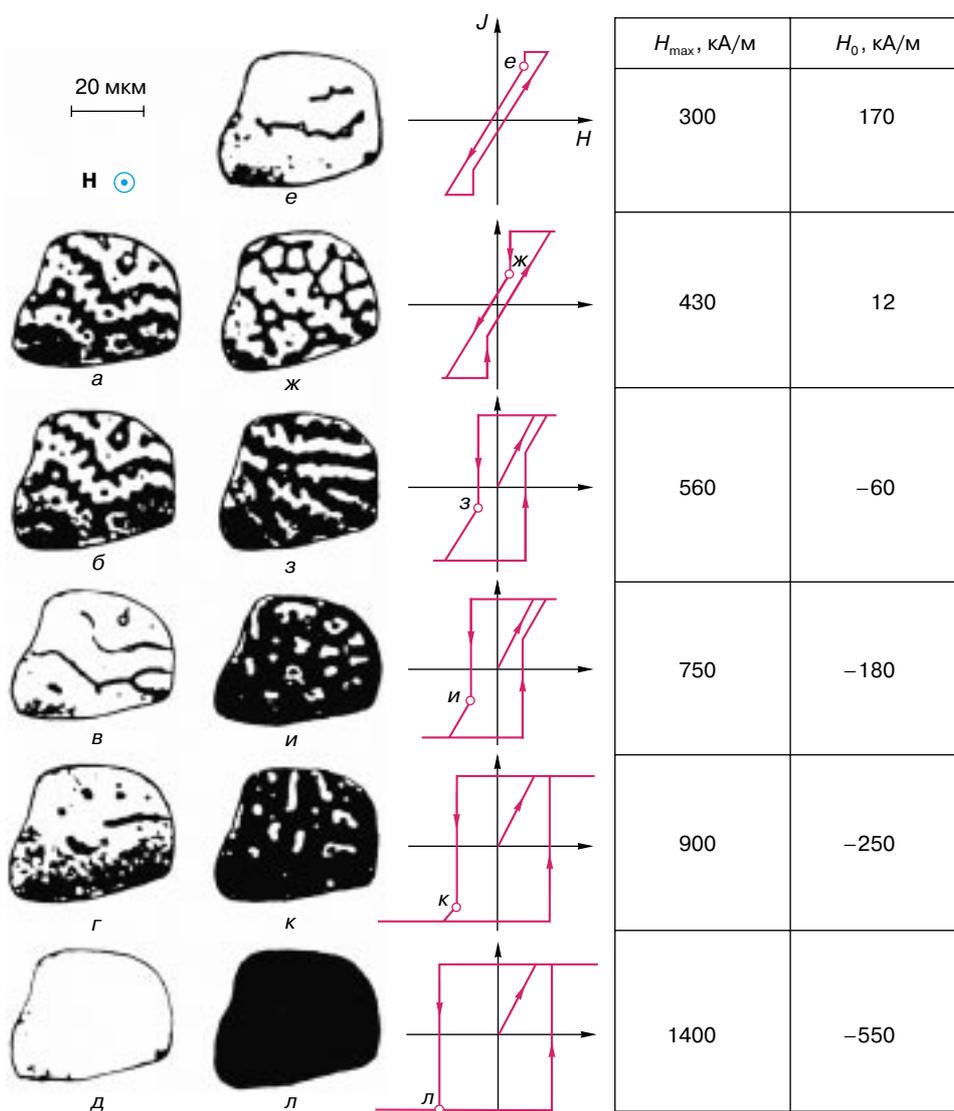


Рис. 6. а–д – доменная структура кристалла – частицы сплава SmCo_5 в процессе намагничивания (напряженность поля H нарастает сверху вниз); е–л – доменная структура в различных полях H_0 , в которых произошли скачки намагниченности после приложения разных по напряженности H_{max} , и соответствующие петли гистерезиса. Значения H_0 , H_{max} указаны в таблице. В случаях $H_0 < 0$ величина H_0 равна коэрцитивной силе образца

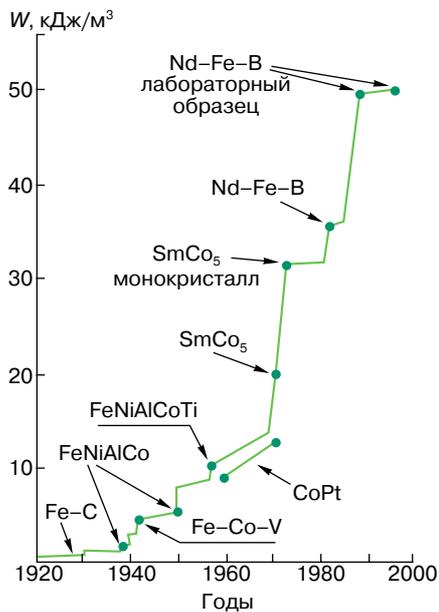


Рис. 7. Максимальные значения удельной энергии постоянных магнитов, достигнутые в различные годы

(затруднением) образования и роста зародышей перемагничивания. Если продолжать изменять поле \mathbf{H} по циклу $\mathbf{H}_0^{(1)} \rightarrow 0 \rightarrow -\mathbf{H}_s \rightarrow -\mathbf{H}_{\max}^{(1)} \rightarrow 0 \rightarrow \mathbf{H}_s$ и измерять площадь светлых и темных доменов, то по этим данным можно легко построить всю петлю гистерезиса. На рис. 6 эта петля изображена вверху и на ней точкой обозначено состояние, соответствующее рис. 6, e.

Далее повторяем всю схему описанного опыта, но последовательно увеличиваем H_{\max} ($H_{\max}^{(1)} < H_{\max}^{(2)} < H_{\max}^{(3)} < H_{\max}^{(4)} \dots$). На рис. 6, ж–л показаны доменные структуры, возникшие скачком в полях $H_0^{(2)}, H_0^{(3)}, H_0^{(4)} \dots$, а рядом – соответствующие петли гистерезиса. В таблице на рис. 6 приведены значения H_{\max} и H_0 . Стоит повнимательнее посмотреть на эти цифры и рис. 6 в целом, чтобы увидеть замечательную закономерность: чем больше H_{\max} , тем позже (то есть тем труднее) возникают домены, тем шире становится петля гистерезиса, приближаясь по форме к прямоугольной. После намагничивания в $H_{\max} > 1200$ кА/м петля становится полностью прямоугольной. Состояние частицы от рис. 6, д к рис. 6, л (от светлого к темному однодоменному) меняется одним скачком. И хотя здесь мы не видим ни развитой доменной структуры, как на рис. 6, ж, з, ни ее крошечных остатков, как на рис. 6, к, можно с уверенностью утверждать, что перемагничивание всего объема частицы произошло путем образования и разрастания зародыша (или нескольких зародышей), то есть путем смещения доменных границ.

Таким образом, дефекты кристаллического строения, с одной стороны, облегчают процесс зародышеобразования и тем самым способствуют перемагничиванию кристалла, а с другой – они препятствуют смещению доменных границ и тем самым затрудняют перемагничивание образца. Оценка роли дефектов как положительной или отрицательной зависит от того, какая поставлена задача (например, разработать магнитомягкий или магнитотвердый материал) и какой механизм магнитного гистерезиса является доминирующим.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В современной электро- и радиотехнике, микроэлектронике, технике звуко- и видеозаписи и др. широко используются магнитные материалы, причем к их эксплуатационным характеристикам предъявляются все более и более высокие требования. Знание механизмов процессов намагничивания и перемагничивания, понимание причин магнитного гистерезиса позволяют целенаправленно изменять свойства магнитных материалов, непрерывно повышать уровень важнейших технических параметров. На рис. 7 показано, как стремительно нарастала в последние десятилетия величина W магнитной энергии, запасенной в единице объема постоянного магнита. Эти результаты станут, наверное, более наглядными и осязаемыми, если напомнить, что увеличение удельной энергии магнита вдвое позволяет во столько же раз снизить его вес при сохранении функций магнита. Не надо доказывать, насколько это практически важно, особенно для авиационной и космической техники. Разумеется, потенциальные возможности улучшения свойств известных сплавов не исчерпаны, а главное – открыт простор для создания новых магнитных материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1984. (Проблемы науки и технического прогресса).
2. *Каганов М.И., Цукерник В.М.* Природа магнетизма. М.: Наука, 1982. (Б-чка “Квант”).
3. *Мишин Д.Д.* Магнитные материалы. М.: Высш. шк., 1991.
4. *Кандаурова Г.С., Оноприенко Л.Г.* Доменная структура магнетиков. Основные вопросы микромагнетики. Свердловск: УрГУ, 1986.

* * *

Герта Семеновна Кандаурова, доктор физико-математических наук, профессор кафедры магнетизма Уральского государственного университета им. А.М. Горького, член-корреспондент Российской академии естественных наук, зав. лабораторией доменной структуры магнетиков, главный научный сотрудник НИИ физики и прикладной математики Уральского государственного университета. Область научных интересов: физика магнитных доменов и магнитных материалов. Автор более 300 научных работ.