

КРИВАЯ НАМАГНИЧЕНИЯ И ДОМЕНЫ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ¹⁾

В. Ф. Броун, Принстон, США

ВВЕДЕНИЕ

Кривая намагничения типичного ферромагнитного образца (рис. 1) может быть теоретически разбита на три части: насыщение (III), обратимое намагничение при высоких полях (II) и область слабых полей (I), в которой наблюдается гистерезис. В этой статье мы интересуемся, главным образом, частью (I) кривой, но для достаточно ясного представления о её природе необходимо кратко остановиться на описании частей (II) и (III).

НАСЫЩЕНИЕ (III)

Большой магнитный момент, наблюдаемый в ферромагнитных материалах при насыщении, приписывается современной теорией «спинам» атомных электронов. Природа сил, ориентирующих эти спины, может быть объяснена только с помощью квантовой механики, однако действие этих сил в нашем случае может быть учтено, если приписать каждой паре соседних атомов классическую потенциальную энергию

$$u = -\frac{1}{2} I \cos \varphi, \quad (1)$$

где I — положительная константа²⁾, а φ — угол между направлениями двух магнитных моментов (рис. 2). Так как u обладает минимумом при $\varphi = 0$, то эти силы стремятся привести к полной параллельности все атомные моменты. При абсолютном нуле температуры ничто не противо-

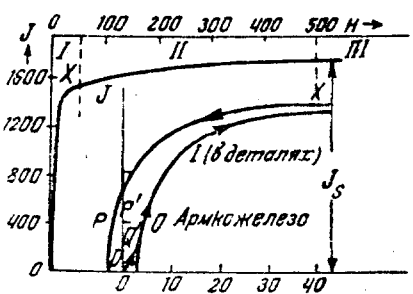


Рис. 1. Типичная кривая намагничения

H — магнитное поле; J — магнитный момент на единицу объема или намагничение; III — насыщение; II — медленное и обратимое намагничение; I — резкое и, главным образом, необратимое намагничение; O — размагничение. Стрелки указывают направление, в котором проходит кривая. В точках P и Q намагничение одинаково, но поля различны. «Обратимая восприимчивость» представляется наклоном PP' и QQ' .

¹⁾ J. Appl. Physics, 11, 160, 1940. Перевод С. В. Волковского.

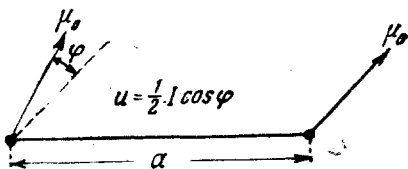
²⁾ Обменный интеграл. Примеч. переводчика.

действует этой тенденции, и результирующий магнитный момент единицы объёма равен

$$J_0 = n\mu_0, \quad (2)$$

где n — число атомов в 1 см^3 , а μ_0 — магнитный момент, приходящийся на атом.

Тепловое движение стремится нарушить полную параллельность атомных моментов; поэтому «спонтанное» намагничение J_s уменьшается с повышением температуры и, наконец, исчезает при критической температуре Θ (точка Кюри). Это исчезновение произойдёт тогда, когда энергия теплового движения kT станет по порядку величины равной энергии ориентирующих сил, приходящейся на один атом, или



$$k\Theta \approx I. \quad (3)$$

Рис. 2. Энергия u ориентирующих сил между магнитными моментами μ_0 атомов, находящихся в ближайшем соседстве

Зная величину Θ ($= 631^\circ \text{K}$ для никеля) и константу Больцмана k ($= 1,37 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$), можно показать, что порядок величины I равен 10^{-13} эрг , а соответствующая энергия единицы объёма по порядку величины равна $In \approx 10^{-13} \cdot 10^{23} = 10^{10} \text{ эрг/см}^3$. Эта величина гораздо больше плотности энергии межатомных магнитных сил, которая по порядку величины равна $\frac{2}{3} \pi J_s^2 \approx 2 \cdot (500)^2 = 5 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3$. Как хорошо известно, магнитные силы слишком малы, чтобы обусловить ферромагнетизм¹⁾.

При комнатной температуре J_s лишь немногим меньше, чем величина J_0 при абсолютном нуле. Поэтому задача может быть упрощена, если предположить, что атомные моменты полностью параллельны друг другу, но величина их μ несколько меньше μ_0 , так что

$$J_s = n\mu. \quad (4)$$

Параллельная ориентация спинов приводит к деформации решётки (магнитострикция насыщения). Величина магнитных сил, действующих между атомами, достаточна, чтобы создать такую деформацию. Однако, расчёт, производимый по классической теории, приводит к результату, который правилен только по порядку величины. Квантово-механических расчётов до сих пор нет²⁾. Магнитострикцию насыщения можно вычислить из экспериментальных данных.

¹⁾ Возможно, что магнитные силы приводят также к ферромагнетизму, однако при очень низких температурах ($\sim 1^\circ \text{K}$). Этот ферромагнетизм проявляет себя в опытах с магнитным охлаждением. *Примеч. переводчика.*

²⁾ Расчёт магнитострикции по квантовой теории был недавно произведён С. В. Вонсовским, ЖЭТФ, **10**, 762, 1940.

ОБРАТИМОЕ НАМАГНИЧЕНИЕ ПРИ ВЫСОКИХ ПОЛЯХ (II)

Атомная теория спонтанного намагничения предсказывает, что ферромагнитное тело должно быть целиком намагничено до насыщения J_s , даже в отсутствии внешнего магнитного поля. Поэтому теория кривой намагничения для частей (I) и (II) должна принять во внимание ряд факторов, которыми пренебрегали в упрощённой атомной теории.

Одним из наиболее существенных факторов является кристаллическая природа ферромагнитных материалов. Обычный поликристаллический материал состоит из зёрен монокристаллов, кристаллографические оси которых ориентированы по различным направлениям. Можно ожидать, что внутри каждого зерна спонтанное намагничение ориентируется вдоль некоторых осей симметрии до тех пор, пока достаточно сильное магнитное поле не повернёт магнитные моменты вдоль своего направления. В участке II кривой намагничения поликристаллического образца магнитные моменты отдельных зёрен постепенно поворачиваются из направлений, определяемых кристаллическими силами, в направление внешнего поля. Слагающие намагничения, нормальные к направлению поля, по образцу в целом равны нулю, и наблюдаемое намагничение целиком обуславливается слагающими, параллельными полю.

В монокристаллических образцах можно наблюдать нормальную слагающую. Если поле приложено в том направлении, в котором намагничение удерживается кристаллическими силами, то участок II кривой намагничения отсутствует и насыщение достигается в очень слабых полях. Оба эти заключения подтверждаются опытом: во-первых, наблюдается нормальная слагающая намагничения и, во-вторых, некоторые направления в монокристалле являются «направлениями легчайшего намагничения».

Развитая в настоящее время теория участка II является формальной и ничего не говорит относительно природы атомных сил. Она даёт формулы макроскопических эффектов, выводя их из требований термодинамики и кристаллографической симметрии. Такая теория содержит некоторое число констант, которые не определяются из неё и могут быть получены лишь из опытных данных. Теоретическое получение величины этих констант есть задача атомной теории. Эта часть атомной теории пока ещё не завершена, хотя природа атомных сил в общем понята¹⁾. Формальная теория достаточна для наших целей. Рассмотрим в качестве иллюстрации два простых случая.

1. Монокристалл кобальта. При комнатной температуре направление легчайшего намагничения совпадает с гексагональной осью. Вокруг этой оси кристалл магнитно изотропен. Поэтому вектор намагничения лежит в плоскости, определяемой направлением легчайшего намагничения и на-

¹⁾ Причиной магнитной анизотропии являются так называемые спинорбитальные магнитные силы, действующие между магнитными моментами электронных спинов и «орбит» электронов в решётке. Блох и Джентиль впервые показали (Z. Physik, **70**, 395, 1931), что квантово-механический учёт этих сил приводит к правильному порядку величины константы магнитной анизотропии. Температурная зависимость для случая кубических кристаллов (железо, никель) исследовалась ван-Флеком⁹ и для случая кобальта Вонсовским (ЖЭТФ, **8**, 1104, 1938).

направлением поля, как показано на рис. 3, а. Это можно рассматривать как результат совместного действия вращательного момента L_K , создаваемого силами «анизотропии» и стремящегося повернуть вектор намагничивания в легчайшее направление, и вращательного момента $L_H = HJ_s \sin(\varphi - \theta)$, создаваемого полем и стремящегося повернуть вектор в направление поля. Проще, однако, рассматривать не вращательные моменты, а плотность свободной энергии $W(\theta)$, с которой вращательный момент L , действующий на магнитный момент единицы объема, связан соотношением $L = -\frac{\partial W}{\partial \theta}$. Устойчивое

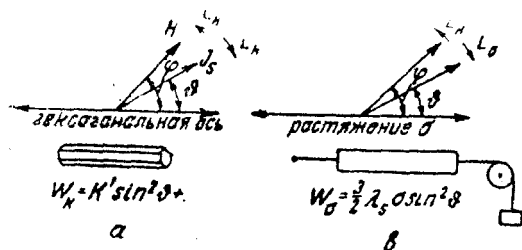


Рис. 3. Два простых случая магнитной анизотропии

а — кристалл кобальта; б — изотропный материал под растяжением (магнитоупругость положительна). Спонтанное намагничивание (J_s) поворачивается к направлению поля (H) с помощью вращательного момента L_H , а к направлению легкого намагничивания с помощью вращательного момента L_K или L_s . Вращательный момент L_K или L_s может быть получен из функции энергии W_K или W_s .

циальной энергии магнита с моментом J_s , направленным под углом $(\varphi - \theta)$ к полю H , а именно, $W_M = -HJ_s \cos(\varphi - \theta)$. Часть W , зависящая от кристаллических сил, из соображений симметрии имеет вид

$$W_K = K' \sin^2 \theta + K'' \sin^4 \theta + \dots \quad (5)$$

Хорошее согласие с опытными кривыми намагничивания получается, если положить $K' = 5,1 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$, $K'' = 2,2 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$ и пренебречь высшими степенями $\sin \theta$.

2. Второй случай, изображенный на рис. 3, б, относится к изотропному материалу, подвергнутому однородному и постоянному растяжению величиной $\sigma \text{ дин/см}^2$ под действием внешней силы. В этом случае W_K заменяется W_s , т. е. потенциальной энергией нагрузки, производящей растяжение¹⁾. Магнитоупругость насыщения λ_s (относительное удлинение вдоль спонтанного намагничивания) предполагается положительной; в этом случае длина образца в направлении растяжения будет наибольшей, когда $\theta = 0$ или π . Таким образом, в отсутствие магнитного поля минимум W достигается при $\theta = 0$ или π (потому что в этом случае заданная величина деформации получается при меньшей нагрузке, чем для других значений θ); следовательно, направление растяжения есть направление легчайшего намагничивания. Можно показать, что для любого θ плотность свободной энергии натяжения равна

$$W_s = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \theta. \quad (6)$$

Таким образом, W_s имеет такой же вид, как первый член W_K .

¹⁾ Так называемая магнитоупругая энергия анизотропии. *Прим. переводчика.*

РАЗМАГНИЧЕННОЕ СОСТОЯНИЕ (0)

Так как атомная теория требует существования спонтанного намагничения даже в нулевом внешнем поле, то можно предположить, что в размагниченном состоянии намагничены до насыщения микрокристаллы; отсутствие же намагничения по всему образцу, наблюдаемое в обычных измерениях, является следствием беспорядочной ориентации различных кристаллитов поликристаллического образца. Однако, опыты на монокристаллах показали, что они также могут быть размагничены, и участок I кривой намагничения имеет для них такую же форму, как и для обычных образцов. Отсюда приходят к выводу, что даже внутри монокристалла однородное намагничение, требуемое атомной теорией, осуществляется только в ограниченных областях, или «доменах», и меняет своё направление от одной легчайшей оси к другой на границах между этими доменами. Это нарушение однородности намагничения встречает незначительное противодействие со стороны ориентирующих квантовых и кристаллических сил, так как лишь сравнительно небольшое число спинов по границам доменов не имеет параллельной ориентации.

Согласно этой картине в начале участка I кривой намагничения (0, рис. 1) вдоль каждого легчайшего направления имеется одинаковый объём, намагниченный до насыщения¹⁾. В конце участка I (X, рис. 1) весь монокристалл или кристаллит намагничён вдоль одной из легчайших осей, расположенных ближе всего к направлению поля. При дальнейшем возрастании поля вектор намагничения всё ближе и ближе поворачивается к направлению поля (участок II кривой), за исключением того случая, когда поле совпадает с одним из направлений легчайшего намагничения. В последнем случае монокристалл намагничивается до насыщения в конце участка I .

Позже мы рассмотрим процессы, с помощью которых кристалл переходит из начального размагниченного состояния в конечное состояние, когда занята всего лишь одна ось легчайшего намагничения.

Сначала мы должны ответить на следующие вопросы: 1) Каковы непосредственные опытные доказательства существования доменов и какие сведения даёт опыт об их природе? 2) Каковы теоретические обоснования доменной структуры ферромагнетиков? 3) Может ли теория объяснить наблюдаемые размеры и форму доменов?

¹⁾ Полная изотропность всех осей легчайшего намагничения может быть достигнута лишь в исключительных случаях. Если в образце после охлаждения ниже точки Кюри было случайно получено равномерное распределение доменов по различным осям, то после первого же цикла намагничения эта равномерность нарушается и преимущественной становится та из легчайших осей, которая ближе всего расположена к направлению намагничивающего поля. Наиболее ярко это было обнаружено в опытах Кайя и Такаки (Journ. Fac. Sci. Hokkaido Imp. Univ., 2, 1, № 8, 1935), которые наблюдали различие между абсолютной нулевой кривой (снятой после охлаждения) и кривой после размагничения образца, а также остаточную деформацию после первого намагничения.

Примеч. переводчика.

1. Опытное доказательство существования доменов

Домены уже не являются теоретическими абстракциями: их можно слышать и видеть.

Их можно слышать, если вторичную обмотку на образце соединить с усилителем и телефоном и плавно увеличивать намагничивающее магнитное поле. Слышимые при этом громкие трески в телефоне указывают на внезапные, прерывные изменения магнитного потока во вторичной обмотке, которые можно ожидать, если маленькие кусочки образца изменяют один за другими направления своего намагничивания при возрастании магнитного поля. Это и есть хорошо известный эффект Баркгаузена.

Домены можно также видеть с помощью опытов, являющихся по своему принципу усовершенствованием известных опытов с «железными опилками». Хорошо изготовленный магнитный порошок или коллоидный раствор наносится на полированную поверхность ферромагнитного образца; получающиеся при этом полосы (видимые в микроскоп) не только обнаруживают присутствие доменов в макроскопически размагниченном материале, но и дают существенные сведения об их размерах, форме и распределении.

Первоначальный грубый метод наблюдения эффекта Баркгаузена (слушание звука при перемагничивании доменов) может быть заменён более тонкой процедурой, в которой телефон заменяется фотопластинкой, что даёт возможность получить количественные сведения о процессе. Эти сведения касаются областей, которые изменяют прерывно направление своего намагничивания; они не обязательно должны совпадать со всем объёмом доменов, ибо может случиться, что прерывное изменение затрагивает лишь часть объёма домена. Бозорт и Диллингер на основании таких опытов пришли к следующим выводам: 1) эффект наблюдается как в монокристаллах, так и в поликристаллах; 2) размеры баркгаузеновских областей не меняются заметно при переходе от одного материала к другому и в зависимости от их механической и термической обработки они могут быть больше или меньше, чем зёрна поликристалла; 3) в проволоке 60 см длиной и 1 мм в диаметре средний объём баркгаузеновской области изменяется от $1,2 \cdot 10^{-9}$ см³ до $45 \cdot 10^{-9}$ см³ для 50%-ного железо-никелевого сплава. Эти опыты оставляют открытым вопрос (который не был поднят в то время, когда они производились) о возможной зависимости размера домена от размеров образца.

2. Природа доменной структуры

Квантовые силы, описываемые уравнением (1), стремятся установить однородное спонтанное намагничение по всему образцу в целом. Силы анизотропии (5) или (6) могут направить это намагничение вдоль некоторых преимущественных направлений, но не имеют тенденции ориентировать намагничение в различных областях образца по разным из этих направлений.

Если принять во внимание магнитные силы, то положение становится иным. Магнитные атомы, рассматриваемые как маленькие контуры с током,

стремятся выстроиться таким образом, чтобы пропустить через себя как можно больший магнитный поток. На рис. 4, а) показано действие этой генерации в случае двух атомов. Один из них расположен в точке O ; на рисунке изображены силовые линии его поля. Если второй атом поместить в точке A , то он ориентируется в том же направлении; но если его поместить в точку B , то он ориентируется в противоположном на-

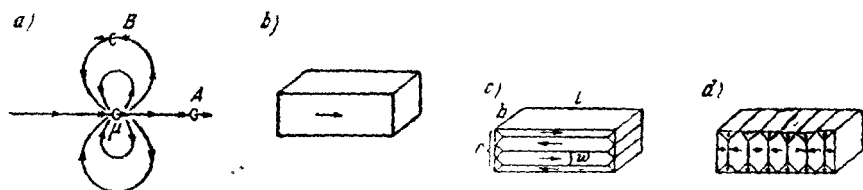


Рис. 4. Влияние магнитных сил

а) Силовые линии атомного магнита с моментом μ , помещенного в O . Стрелка с головкой указывает направление магнитного момента; круговые стрелки указывают направление атомных токов, создающих его. Второй атомный магнит в точке A или B стремится расположиться, как указано на рисунке; б) распределение, выгодное с точки зрения квантовых сил: однородное намагничение образца; в) распределение, выгодное с точки зрения магнитных сил: длинные узкие домены; г) распределение, невыгодное с точки зрения магнитных сил: короткие широкие домены

правлении. В случае образца, содержащего много атомов, однородное намагничение [рис. 4, б) магнитно менее выгодно, чем распределение намагничения, изображённое на рис. 4, в), при котором поток замыкается внутри образца и не выходит во внешнее пространство.

Эти грубые аргументы можно сделать более строгими, если рассмотреть в каком-то узле решётки поле $\mathbf{h}$, производимое всеми атомами других узлов решётки.

Равновесие требует, чтобы это поле совпадало с направлением магнитного момента μ атома в рассматриваемом узле решётки. Это совпадение является необходимым условием минимума взаимной магнитной энергии

всех пар атомов, $-\frac{1}{2} \sum \mathbf{h} \mu$. Подавляющее большинство атомов находится достаточно далеко от поверхностей доменов, поэтому поле $\mathbf{h}$ даётся формулой Лоренца

$$\mathbf{h} = \mathbf{H} + \frac{4}{3} \pi \mathbf{J}, \quad (7)$$

где $\mathbf{H}$ — макроскопическое поле, а $\mathbf{J}$ — вектор намагничения, усреднённый по области, окружающей рассматриваемый узел решётки. $\mathbf{J}$ имеет то же направление, как μ , и величину J_s как в случае в), так и в случае б).

Плотность энергии, соответствующая этой части $\mathbf{h}$, равна $-\frac{2}{3} \pi J_s^2$, т. е. величине, упоминавшейся уже при обсуждении насыщения. В случае б) направлено против $\mathbf{J}$ — размагничивающее поле полюсов на конце образца. В случае же в) $\mathbf{H} = 0$, так как полюсов нет. Поэтому в случае в) мы имеем, если и не самое выгодное распределение намагничения, по крайней мере, лучшее, чем в случае б), с точки зрения магнит-

ных сил. С другой стороны, *d)* менее выгодно, чем *b)*. Требования квантовых сил не удовлетворяются при распределении *c)* по границам доменов. Рассмотрим простую кубическую решётку с постоянной *a* и предположим сперва, что граница между противоположно намагниченными до-

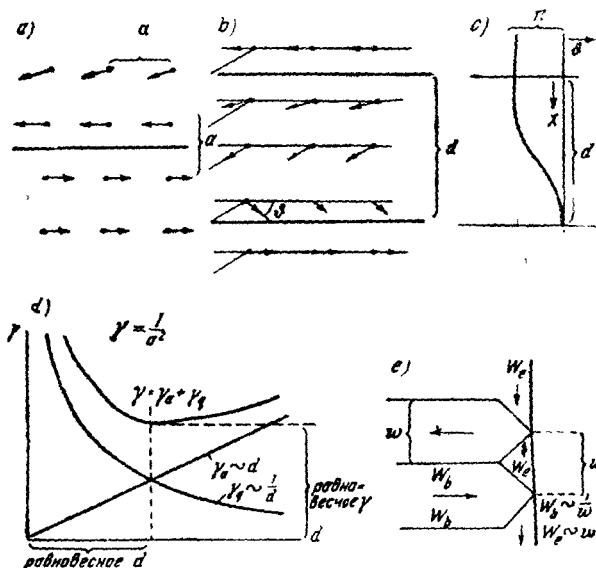


Рис. 5. Величины, определяющие величину границ между доменами (*a—d*) и самих доменов (*e*)

a) Резкая граница: слишком большая квантовая энергия; *b)* постепенный переход; *c)* графическое представление; *d)* зависимость граничной энергии на единицу площади γ от толщины границы *d*; γ_q —квантовая энергия; γ_a —энергия анизотропии; γ —полная энергия; минимум осуществляется при $\gamma_a = \gamma_q$; *e)* зависимость полной граничной энергии W_b и энергии поверхности W от толщины доменов *w*

менами резкая, как это изображено на рис. 5, *a)*, где каждая стрелка представляет собой атомный магнит. Взаимная энергия соседних атомов по разным сторонам границы согласно уравнению (1) увеличивается от $-\frac{I}{2}$ до $+\frac{I}{2}$ при превращении двух параллельных моментов в антипараллельные. На каждой единице площади границы имеется $\frac{1}{a^2}$ таких пар, поэтому резкая граница приводит к добавочной энергии величины $\frac{I}{a^2}$ на единицу площади. Постепенный переход [рис. 5, *b)* и *c)]* требует меньшей энергии. Здесь угол φ между магнитными моментами атомов и направлением легчайшего намагничивания есть медленно меняющаяся функция *x*. Поэтому угол φ между магнитными моментами соседних атомов является малой величиной, равной $a \frac{d\varphi}{dx}$. Следовательно, превысив энергии над её значением при параллельной ориентации равно

$$\frac{1}{2} I (1 - \cos \varphi) = \frac{1}{4} I \varphi^2 = \frac{1}{4} I a^2 \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2.$$

Если мы представим себе, что переход происходит очень плавно [рис. 5, с), в слое толщиной d , то число пар атомов, участвующих в этом переходе, будет расти пропорционально d , а превышение энергии от каждой пары будет при этом уменьшаться как $\frac{1}{d^2}$. Поэтому полный эффект будет уменьшаться пропорционально $\frac{1}{d}$. Таким образом, квантовые силы стремятся сделать переход как можно более постепенным. По порядку величины $\frac{d\vartheta}{dx} = \frac{\pi}{d}$; число пар атомов на 1 см² границы равно $\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{a^3} d$. Поэтому энергия на единицу площади равна $\frac{1}{4} I a^2 \frac{\pi^2}{d^2} \cdot \frac{1}{2} \frac{d}{a^3} \approx \frac{I}{ad}$, т. е. она на величину $\frac{a}{d}$ меньше, чем энергия резкого перехода.

Но теперь вступают в игру силы анизотропии. Предположим, что энергия анизотропии на один атом имеет вид $A \sin^2 \vartheta$; это соответствует первому члену (5) или (6) с A , равным $K'a^3$ в одном случае и $\frac{3}{2} \lambda_s a^3$ — в другом. Поэтому атомы в переходном слое обладают дополнительной энергией из-за того, что их моменты повернуты относительно направления легчайшего намагничения. Если переход делается более постепенным, то число участвующих в нём атомов растёт пропорционально d , и так как в этом случае нет компенсирующего уменьшения энергии каждого атома, то полная энергия анизотропии на 1 см² границы будет расти пропорционально толщине границы d . Порядок величины этой энергии равен

$$A (\sin^2 \vartheta)_{cp} \left(\frac{1}{a^3} \right) d \approx A \cdot \frac{d}{a^3}.$$

Таким образом, полная энергия единицы поверхности границы между доменами состоит из части γ_q , пропорциональной $\frac{1}{d}$ и отвечающей квантовым силам, и части γ_a , пропорциональной d и отвечающей силам анизотропии. Первая часть стремится увеличить ширину граничного слоя, а вторая уменьшить. Фактическая толщина d должна соответствовать минимуму обеих этих частей [(см. рис. 5, д)].

Легко показать, что функция

$$\gamma(d) = \alpha d + \frac{\beta}{d}$$

имеет минимум при равенстве обеих слагаемых. В этом случае $d = \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2}}$ и $\gamma = 2(\alpha\beta)^{\frac{1}{2}}$. Здесь $\alpha \approx \frac{A}{a^3}$, а $\beta \approx \frac{I}{a}$. Поэтому с точностью до численных множителей порядка единицы имеем

$$d = a \left(\frac{I}{A} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \gamma = \frac{2(IA)^{\frac{1}{2}}}{a^2} = \frac{I}{a^2} \frac{2a}{d}. \quad (8)$$

Если $I \approx 10^{-13}$ и $A = K'a^3 \approx 10^{-17}$, то мы получаем $d \approx 100a$, т. е. переходный слой между доменами имеет ширину порядка 100 межатом-

ных расстояний. Полная энергия на 1 см² в этом случае в $\frac{d}{2a}$, или в 50 раз меньше, чем в случае резкого перехода.

Более точный анализ подтверждает только что полученные результаты и даёт аналитическую форму функции $\vartheta(x)$.

3. Размеры и форма доменов

Возвращаясь к рис. 4, *c*), мы можем снова попытаться определить толщину w самих доменов. Можно ожидать, что она гораздо больше, чем толщина d переходных слоёв между ними. Поэтому слои между доменами можно с достаточной точностью трактовать как поверхности разрыва с плотностью поверхностной энергии γ , определяемой (8). Эта энергия, со своей стороны, стремится насколько возможно уменьшить поверхность границы и, следовательно, уменьшить число доменов и увеличить их толщину. В самом деле, имеется $\frac{c}{w}$ границ, каждая площадью $\frac{b}{l}$, поэтому полная граничная энергия образца равна $\frac{\gamma bcl}{w}$ и уменьшается с возрастанием w .

Однако, толстые домены имеют на концах области [рис. 5, *e*)], в которых намагничение поворачивается под прямым углом к направлению легчайшего намагничения и которые поэтому обладают максимальной плотностью энергии анизотропии $\frac{A}{a^3}$. Две треугольные призмы по обоим концам домена составляют вместе прямоугольную призму длины b и квадратного сечения $\left(\frac{w}{\sqrt{2}}\right)^2 = \frac{w^2}{2}$. Так как полное число таких пар призм равно $\frac{c}{w}$, то полная энергия анизотропии будет

$$\frac{A}{a^3} \cdot \frac{bw^2}{2} \cdot \frac{c}{w} = \frac{1}{2} \frac{A}{a^3} bcw;$$

эта энергия возрастает при возрастании w .

Таким образом, энергия граничных слоёв стремится сделать домены толще, а энергия концов доменов на поверхности образца делает их тоньше. Фактическая толщина определяется минимумом полной энергии $bc\left(\frac{1}{2} \frac{Aw}{a^3} + \frac{\gamma l}{w}\right)$, которая является функцией такого же типа, как и рассмотренная выше. Равновесное значение w находим из приравнивания обоих слагаемых

$$w = \left(\frac{2a^3\gamma l}{A}\right)^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{2a^3l}{A} \cdot \frac{2(IA)^{\frac{1}{2}}}{a^2}\right]^{\frac{1}{2}} = 2(ld)^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Согласно формуле (9) размер доменов зависит от размеров образца; этот результат и надо было ожидать, потому что в данном случае мы имеем дело одновременно с поверхностной и объёмной энергиями. Для образцов линейных размеров ~ 1 см, при $d \approx 100a \approx 10^{-6}$ см, получаем $w \approx 10^{-3}$ см,

т. е. порядок величины, наблюдаемый в полосах Биттера. Объёмы, наблюдаемые в эффекте Баркгаузена, 10^{-9} см³ не противоречат этому, если их интерпретировать как участки доменов, линейные размеры которых такого же порядка величины, как и толщина доменов.

Весь этот расчёт¹⁾ был предпринят для того, чтобы избавиться от большой магнитной энергии, связанной с однородным намагничением. Спрашивается, получили ли мы, в конце концов, энергию настолько малую, чтобы оправдать наше более сложное распределение намагничения? Подставляя (9) в формулу для полной энергии и деля на объём bcl , находим среднюю энергию в единице объёма

$$W = \frac{2A}{a^3} \left(\frac{d}{l} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{10^4}{\sqrt{l}} \text{ эрг/см}^3. \quad (10)$$

Магнитная энергия однородно намагниченного образца приближённо даётся формулой

$$W_{\text{маг}} = \frac{1}{2} D J_s^2 \approx 10^6 D \text{ эрг/см}^3, \quad (11)$$

где D — коэффициент размагничивания. При $l = 100$ см $W < W_{\text{маг}}$ при условии, что $D > 0,001$. Это требует, чтобы диаметр образца был больше, чем 0,4 см. Поэтому теория в состоянии дать удовлетворительное описание доменной структуры длинных тонких образцов.

Однако, в других отношениях этот анализ не полон. Им было лишь показано, что определённое распределение магнитных моментов в домены приводит к более низкому значению энергии, чем некоторые другие распределения, но не было показано, что оно приводит к наименьшей энергии. При полном решении требуется определить направление намагничения как функцию положения таким образом, чтобы это приводило к минимуму полной энергии. Математически задача может быть сформулирована в такой форме, но она приводит к слишком сложным дифференциальным уравнениям. Кроме того, тонкости доменного распределения по всей вероятности очень сильно зависят от случайных факторов, вроде неоднородных напряжений и искажений решётки от посторонних включений, которые не учитываются упрощённой теорией.

СЛАБЫЕ ПОЛЯ (l)

Мы теперь знаем, что образец может быть размагничен и всё же обладать спонтанным намагничением внутри доменов. С помощью какого процесса образец может перейти из этого состояния в состояние однородного намагничения внутри каждого кристаллита? Каким образом может изменить свой знак намагничение при уменьшении поля от наибольшего значения до нуля и потом до наибольшего отрицательного значения? Детальная теория разработана только для простейших случаев. Рассмотрим сначала эти случаи, а потом обсудим их возможное обобщение для материалов с обычными свойствами.

¹⁾ Впервые этот расчёт был произведён Л. Ландау и Е. Лифшицем, (Sov. Phys., 8, 153, 1935). *Примеч. переводчика.*

1. Материалы с положительной магнитострикцией, подвергнутые сильному растяжению

Железо-никелевые сплавы в некоторой области состава имеют положительную магнитострикцию. Если образец такого материала подвергнуть сильному продольному растяжению, то его петля гистерезиса примет прямоугольную форму, изображённую на рис. 6, а. При этом наблюдае-

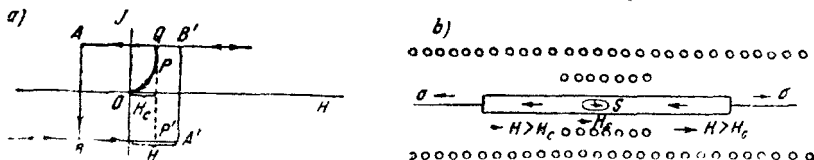


Рис. 6. Магнитное поведение сплавов с положительной магнитострикцией под влиянием сильного продольного растяжения σ

«— петля гистерезиса ($B'ABA'B'$) и начальная кривая ($OPQB'$); H_c — «поле старта»; H_0 — «критическое поле»; б — образование и распространение зародыша перемагничивания. Главное поле H превышает H_c , но меньше, чем, H_0 ; вспомогательная катушка увеличивает поле до H_0 в маленьком кусочке образца

ся 100%-ное остаточное намагничение, которое сохраняется до некоторой величины обратного поля, равной H_s . После достижения этого поля намагничение меняет знак одним скачком Баркгаузена (AB или $A'B'$). С другой стороны, если образец размагнитить нагреванием, а потом приложить к нему магнитное поле, то намагничение будет обратимо увеличиваться или уменьшаться с полем вдоль кривой OP до тех пор, пока поле остаётся меньше критического значения H_c , которое значительно меньше, чем H_s . Как только H становится равным H_c , происходит необратимый скачок PQ .

Разрывные процессы AB , $A'B'$ тщательно изучались, особенно Сиксту-сом и Тонксом. Для того, чтобы произвести скачок $A'B'$, нет необходимости прикладывать поле H_s вдоль всего образца: достаточно иметь поле такой величины в маленькой части образца при условии, что поле в остальной части превышает критическую величину H_c . С помощью такого устройства (рис. 6, б) создаётся зародыш обратного намагничивания сперва в той точке, где поле равно H_s , а затем он растёт до тех пор, пока весь образец не перемагнитится. Граница зародыша перемагничивания движется с конечной скоростью v , порядок величины которой равен 10^4 см/сек. Поэтому можно интерпретировать «поле старта» H_s как поле, необходимое для создания зародыша перемагничивания, а «критическое поле» H_c как поле, при котором однажды возникший зародыш может разрастись вдоль всего образца. Если образец размагнитен нагревом, то он состоит из многих доменов, намагнитенных в различных направлениях, а не одного домена, намагнитенного в противоположном направлении, как в случае BA' . Поэтому зародыши всегда существуют, и поле должно лишь достичь значения H_c для того, чтобы правильно намагнитенные домены могли поглотить неправильно намагнитенные (PQ).

Скорость распространения v , найденная в опыте рис. 6, б, является линейной функцией превышения H над критической величиной H_c .

$$v = B (H - H_c). \quad (12)$$

Это легко объяснить¹⁾, если только предположить возможность смещения границы S (рис. 6, b) и присутствия внутренних сил, противодействующих этому смещению, когда поле меньше, чем H_c . Если граница движется вперед, то это движение изменяет магнитную индукцию, что создаёт э. д. с., в свою очередь, приводящую к появлению вихревых токов. Магнитное поле этих вихревых токов ориентировано в таком направлении, что мешает движению, которое его создало, а величина этого поля пропорциональна скорости v движения границы. Эффективное поле, действующее на границы, есть результирующее приложенного поля H и поля вихревых токов. Оно может быть записано в виде $H - Cv$, где C — постоянная. Если бы вихревых токов не было, то граница могла бы двигаться почти мгновенно. Но благодаря им она не может превысить скорости, при которой эффективное поле равно H_c ; поэтому фактическая скорость определяется из равенства

$$H - Cv = H_c. \quad (13)$$

Эта формула отличается от (12) лишь по форме.

Константа B или C может быть вычислена теоретически в приближенном согласии с опытом; она не зависит от растяжения σ , от которого зависит критическое поле H_c . Смысл этого критического поля может быть лучше понят, если исследовать природу обратимого изменения OP .

В точке O образец состоит из доменов, по всей видимости имеющих примерно те размеры и ту форму, которые были описаны выше. Однако, точное положение и форма границ будут определяться беспорядочными внутренними напряжениями, которыми мы ранее пренебрегали. Следуя Керстену, представим себе идеализированную картину внутренних напряжений в виде периодической смены областей продольного растяжения и сжатия вдоль направления x , перпендикулярного оси образца и границам между доменами. Если на такое распределение наложить большое внешнее растяжение σ_0 , то результирующая напряжения σ будет колебаться вдоль оси X , как это показано на рис. 7, a). Энергия γ на 1 см² границы между доменами даётся (8) с $A = \frac{3}{2} \lambda_s a^3$. Поэтому γ изменяется в зависимости от положения границы ввиду того, что σ зависит от x . γ обладает минимумом, когда граница расположена в минимуме σ ($x = 0$), как показано на рис. 7, b). Если граница смещается из этого положения на расстояние x [рис. 7, c)], то γ возрастает. Силы, действующие на граничную зону, по своему действию эквивалентны гидростатическому давлению p_γ , стремящемуся вернуть границу назад в положение с минимальной энергией $x = 0$. Если $\gamma(x)$ рассматривать как потенциальную энергию 1 см² границы, выраженную в функции смещения границы x , то $p_\gamma = \frac{d\gamma(x)}{dx}$; $p_\gamma = 0$ в точке минимума $x = 0$ и достигает максимума в точке x_c , где наклон кривой $\sigma(x)$ наибольший.

¹⁾ См, например, В. К. Аркадьев, Электромагнитные процессы в металлах, ч. II, ОНТИ, 1936.

В нулевом поле граница находится в $x=0$. Если приложить слабое поле H в направлении, указанном на рис. 7, с), то более выгодно намагниченный домен A будет стремиться расти за счёт своего соседа B . Потенциальная энергия в данном поле H уменьшится на $2J_s H dx$ на 1 см^2 границы при смещении границы на dx . Поэтому действие поля эквивалентно

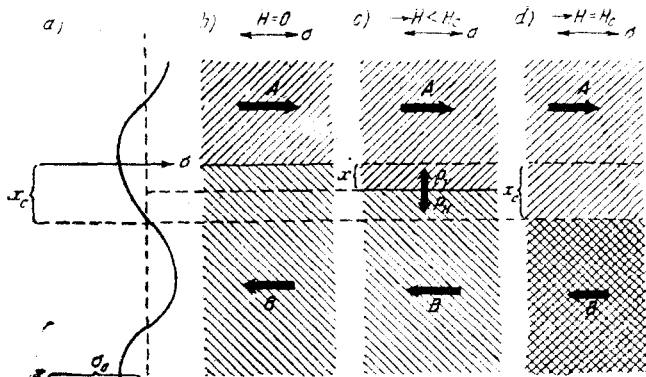


Рис. 7. Обратимое и необратимое смещения границы

а) Распространение напряжений, получившихся в результате наложения внешнего постоянного напряжения σ_0 на нерегулярные внутренние напряжения; б) положение границы без поля; в) обратимое смещение границы для $H < H_c$; д) скачок Баркгаузена для $H = H_c$; граница, достигнув x_c , распространяется необратимо сквозь остаток области B

гидростатическому давлению $p_H = 2J_s H$, [стремящемуся сместить границу вниз, как показано на рис. 7, с). Положение равновесия границы в заданном поле определяется из условия точного равенства величин этих противоположно направленных давлений p_γ и p_H [рис. 7, с]. Отсюда получаем

$$\frac{d\gamma(x)}{dx} = 2J_s H. \quad (14)$$

Если поле медленно возрастает, то граница постепенно смещается, достигая положения равновесия при каждом значении H , и возвращается в свои прежние положения, если H снова уменьшается, до тех пор, пока она не достигла точки x_c . Это даёт нам обратимую кривую намагничивания OP на рис. 6. Но когда H достигает поля H_c , соответствующего смещению x_c , то равновесие становится неустойчивым.

При очень малом дальнейшем смещении происходит не увеличение, а уменьшение противодействующего давления p_γ , и граница движется беспрепятственно со скоростью, лимитируемой лишь вихревыми токами, до полного поглощения домена B^1). Это и даёт нам необратимый скачок PQ .

¹⁾ Если на пути не произойдёт опять возрастания давления p_γ , что может случиться, если домен B захватывает несколько «периодов» $\sigma(x)$. *Примеч. переводчика.*

2. Материалы с отрицательной магнитострикцией, подвергнутые сильному растяжению

Совсем иной характер будет носить процесс намагничения, если продольное растяжение приложено к проволоке, у которой магнитострикция насыщения λ_s отрицательна, например в случае никеля. В этом случае растяжение ориентирует намагничение во всех доменах в плоскости, перпендикулярной к оси образца, но в этой плоскости направления намагничения доменов распределены хаотически. По отношению к продольному полю все домены эквивалентны, и поэтому нет никаких причин для того, чтобы одни из них поглощали другие. В этом случае всё действие поля сводится к одновременному вращению всех доменов из направления с углом $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ до направления, составляющего угол $\vartheta < \frac{\pi}{2}$ с направлением поля¹⁾.

Результирующее намагничение $J = J_s \cos \vartheta$ может быть найдено из условия минимума полной энергии. Выводы теории были проверены экспериментально Беккером и Керстеном, распространившими теорию вращения на случай доменов, в которых напряжения имеют внутреннее происхождение²⁾ и меняются от домена к домену. Хотя эта теория вращения и приводит к правильным порядкам величин для многих магнитных характеристик, однако она вряд ли правильна, так как процесс вращения играет лишь второстепенную роль в области слабых полей для обычных ферромагнитных материалов³⁾.

3. Обычные материалы

Не вызывает сомнения тот факт, что два процесса, описанные в п. 1, — обратимое и необратимое смещение границ между доменами, — ответственны за намагничение участка (I) кривой намагничения обычных ферромагнитных материалов. Границы смещаются обратимо в той области, где возможно равновесие между внешними и внутренними силами. Достигнув неустойчивых положений, границы движутся необратимо со скоростью, лимитируемой вихревыми токами. Оба эти процесса можно наблюдать на полосах Биттера при включении поля, имеющего слагающую вдоль поверхности. При возрастании поля расстояние между одними полосами увеличивается, а между другими уменьшается. Этот процесс состоит частично из медленного смещения, которое может идти в обратную сторону при уменьшении поля, и частично из внезапных скачков, после которых граница не возвращается в прежнее положение при уменьшении поля.

Остаточное намагничение и коэрцитивная сила зависят от необратимых скачков. Эта задача гораздо сложнее, чем простой пример, рассмотренный в п. 1, и количественная теория ещё только начинает развиваться.

¹⁾ Причём величина ϑ зависит от значения поля H и сил анизотропии. *Примеч. переводчика.*

²⁾ Остаточные напряжения материала. *Примеч. переводчика.*

³⁾ Эта теория может представлять интерес для случая так называемых жёстких магнитных сплавов, обладающих аномально большой коэрцитивной силой. *Примеч. переводчика.*

Обратимые процессы гораздо легче изучить теоретически, и здесь получено гораздо больше количественных результатов. Некоторые свойства ферромагнитных материалов в первом приближении зависят только от величины намагничения J , а не от способа, с помощью которого эта величина J получена. Например, эти свойства одинаковы как в точке P , так и в точке Q (рис. 1). Это справедливо для «обратимой восприимчивости», которая равна отношению $\frac{\Delta J}{\Delta H}$, измеренному при малых изменениях ΔH , производимых в обратном направлении по отношению к росту поля, прилагаемого при достижении начального состояния. На рис. 1 это указано маленькими стрелками PP' и QQ' . Эта восприимчивость называется «обратимой», потому что такое изменение сравнительно свободно от прерывных баркгаузеновских скачков. Имея дело со свойствами такого сорта, можно получить достаточно удовлетворительные теоретические результаты, игнорируя необратимые свойства и рассматривая гипотетический обратимый образец, эквивалентный реальному образцу в области, касающейся его обратимых свойств.

В идеальном образце рис. 7 функцию $\gamma(x)$ можно разложить в ряд Тэйлора

$$\gamma(x) = \gamma_0 + \frac{1}{2} \gamma_2 x^2 + \dots, \quad (15)$$

где отсутствует член первого порядка, а коэффициент перед x^2 положителен, так как γ имеет минимум при $x=0$. Тогда (14) даёт

$$\gamma_2 x + \dots = 2J_s H, \quad (16)$$

и при малых обратимых смещениях δx , вызванных изменением поля δH ,

$$(\gamma_2 + \dots) \delta x = 2J_s \delta H, \quad (17)$$

где опущенные члены малы, если мало x . Поэтому для не слишком больших x

$$\delta x = k \cdot 2J_s \delta H, \quad (18)$$

где k приблизительно постоянно. Если полная поверхность границ между доменами в единице объёма равна S , то изменение намагничения равно

$$\delta J = 2J_s \cdot S \delta x = 4kSJ_s^2 \delta H. \quad (19)$$

Следуя Кондорскому, предположим, что в силу беспорядочности внутренних напряжений форма доменов нерегулярна и уравнение (19) справедливо при постоянном среднем значении k в течение всего процесса намагничения.

Поверхность S зависит от относительных объёмов v_A и v_B , занятых доменами двух типов A и B [рис. 7, с)]. Она исчезает при исчезновении одного из этих доменов (насыщение в каком-либо направлении). Можно ожидать, что S максимально, когда объёмы равны (размагниченное состояние). Кондорский предлагает соотношение

$$S = s \cdot v_A \cdot v_B, \quad s = \text{const.}, \quad (20)$$

которое, хотя и нельзя считать точным, имеет простой вид и удовлетворяет указанным выше условиям. Так как намагничение даётся формулой $J = J_s(v_A - v_B)$ и так как $v_A + v_B = 1$, то мы имеем

$$v_A = \frac{1 + \frac{J}{J_s}}{2}, \quad v_B = \frac{1 - \frac{J}{J_s}}{2}. \quad \text{Из (19) и (20) мы приходим к соотношению}$$

между обратимой восприимчивостью $\frac{\delta J}{\delta H}$ и намагничением J :

$$\frac{\delta J}{\delta H} = k s J_s \frac{1 - \frac{J^2}{J_s^2}}{J_s^2}. \quad (21)$$

Таким же образом, в более общем случае, Кондорский смог получить формулы для обратимой восприимчивости кристаллов различных типов. К сожалению, нет пока ещё опытных данных, которые могли бы проверить законность предположений Кондорского. Однако, расчёт можно обобщить на случай поликристаллического материала, используя представления «эквивалентного обратимого образца».

Для обратимого образца J является однозначной функцией H , которая может быть найдена интегрированием (21). Это даёт для образца, представленного на рис. 7, или для монокристалла кобальта

$$J = J_s \operatorname{th} k s J_s H. \quad (22)$$

Если H составляет угол ϑ с направлением легчайшего намагничения, то H надо заменить его составляющей $H \cos \vartheta$ вдоль этого направления, а всё выражение надо умножить на $\cos \vartheta$, для того чтобы получить составляющую намагничения в направлении поля. В случае поликристаллического образца этот результат должен быть усреднён по всем ориентациям кристаллитов. В результате получается выражение $J = f(H)$ для кривой намагничения фиктивного обратимого поликристаллического образца кобальта. Производная $\chi = f'(H)$ равна восприимчивости. Эти выражения можно рассматривать как параметрические уравнения, определяющие χ как функцию J . Согласно гипотезе эквивалентного обратимого образца обратимая восприимчивость χ_r фактического образца есть та же самая функция J , хотя параметр H не имеет более простого физического смысла.

На рис. 8 предсказания теории (кривая 2) сравниваются с опытными данными для поликристаллического кобальта. Хотя согласие и не столь блестящее, но кривая 2 совпадает с экспериментальными точками несравненно лучше, чем кривая 1, вычисленная по формуле, предложенной много лет тому назад Гансом. Формула Ганса соответствует предельному случаю — кристаллу с несколькими осями легчайшего намагничения, распределёнными равномерно по сфере единичного радиуса. Она хорошо согласуется с опытом в случае поликристаллического железа и никеля.

Кривая 3 вычислена по другой теории, в которой принята во внимание симметрия кристалла, но предполагается иной механизм намагничения. Практическое совпадение кривых 2 и 3 и их резкое отличие от кривой 1

показывают, что кристаллографическая природа материала оказывает более существенное влияние на его магнитные свойства, чем тот или иной механизм намагничивания. Из этого можно сделать два вывода. Первый из них несколько обескураживающий, а именно, согласие между теорией и опытом не обязательно является доказательством правильности меха-

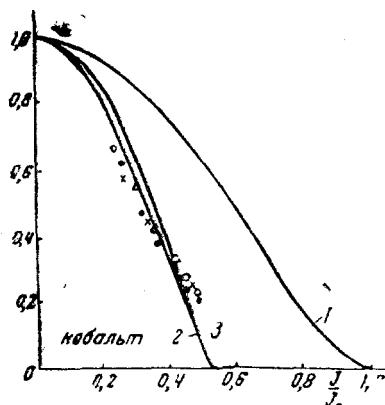


Рис. 8. Обратимая восприимчивость χ_H поликристалла кобальта. Экспериментальные точки (М. Самуэль) о — начальная кривая; ● — «идеальная» или «безгистерезисная» кривая; Δ — нисходящая ветвь петли гистерезиса; $\times$ — восходящая ветвь. Теоретические кривые: 1 — смещение границ; направления легчайшего намагничивания распределены изотропно; 2 — смещение границ; правильная кристаллографическая симметрия. Искусственная модель с постоянными внутренними силами, но с правильной кристаллографической симметрией; λ_0 — начальная восприимчивость

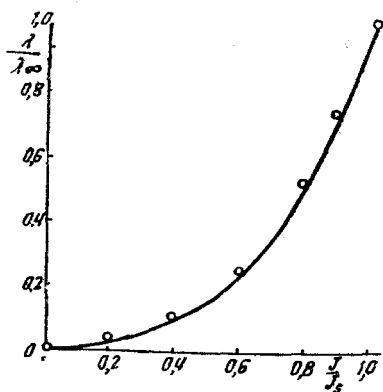


Рис. 9. Изменение магнитострикции λ с намагничением для поликристаллического никеля при 6°. Кружки представляют экспериментальные значения (Д. Киркхэм). Кривая вычислена из формулы, которая может быть выведена или по теории смещения границ, или статистическим методом. λ_∞ — магнитострикция насыщения

низма, который предполагает теория. Второй вывод более ободряющий — знание точного механизма не является необходимым для приближённого расчёта магнитных свойств.

Большое число свойств можно достаточно удовлетворительно рассчитать : помощью теории, в которой не принят какой-либо определённый механизм намагничивания, а лишь учитывается данная структура в самом общем виде. Предположим, что мы исследуем ферромагнитный образец с помощью большого числа пробных отверстий (pore-holes), которые малы по сравнению с доменами и расположены достаточно далеко друг от друга, так что то, что мы видим в одном из них, не особенно помогает нам догадаться о том, что мы увидим в другом отверстии. Усредняя по всем пробным отверстиям, мы получим хорошее представление о среднем намагничении, магнитострикции и вообще об образце в целом. Если распределение доменов в основном определяется беспорядочными внутренними силами, то можно использовать статистические методы для определения относительной доли различных осей легчайшего намагничивания и тем самым вычислить некоторые магнитные свойства. Исторически этот метод более

старый, чем метод Кондорского. Все результаты, полученные старым методом, могут быть получены, если объединить предположения Кондорского с гипотезой эквивалентного обратного образца. Рис. 9 показывает, насколько хорошо эта теория предсказывает зависимость магнитострикции от намагничения в поликристаллическом никеле. Конечно, такое хорошее согласие является исключением. В большинстве случаев имеются небольшие систематические отклонения, которые указывают на то, что в теории не учтен ряд факторов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Здесь сделана попытка дать общую характеристику методов, применяемых для изучения очень сложных явлений. Изложены основные идеи и получены простые соотношения без претензии на полноту или точность. Однако, нам кажется, что основные положения теории правильны. Хотя ещё не построена математическая теория петли гистерезиса, но существование доменов доказано.

ЛИТЕРАТУРА

I. Монографии

1. E. C. Stoner, *Magnetism and Matter*, Methuen & Co., Ltd., London, New-York, 1934.
2. F. Bitter, *Introduction to Ferromagnetism*, McGraw-Hill, New-York, 1937.
3. R. Becker (редактор), *Probleme der technischen Magnetisierungskurve*. (Перевод статей К. Сикстуса и В. Деринга см. Успехи физич. наук, 22, 58, 63, 78, 1939. См. также недавно вышедшую монографию R. Becker и W. Döring, *Ferromagnetismus*. *Примеч. переводчика*.)
4. L. F. Bates, *Modern Magnetism*, Cambridge, and Macmillan, New-York, 1939.
5. R. H. Fowler, *Statistical Mechanics*, second edition, Macmillan, New-York, 1936.

II. Ссылки по специальным вопросам

Первые несколько ссылок под каждым заголовком относятся к определённым страницам (указанным в скобках) книг, приведённых в разделе I. Остальные ссылки относятся к периодической литературе. Указанные в них статьи приводятся либо потому, что они имеют общее значение, либо потому, что в них приводятся данные, которые нельзя найти в книгах раздела I. В последнем случае в цитированных статьях необходимо принять во внимание ссылки на прежние работы этих же или других авторов.

A. Спонтанное намагничение

1. (114—129, 350—367, 434—435, 437); 2. (29—40, 126—143); 4. (233—241); 5. (477—501).
6. L. Pauling, *Phys. Rev.*, **54**, 899, 1938.

B. Магнитострикция насыщения и магнитная анизотропия

- 1) Кристаллы
1. (385—401); 2. (176—178, 194—213, 246—255); 3. (150—163, 298—303); 4. (150—163, 298—303); 5. (503—517).
7. R. M. Bozorth, *J. Appl. Physics*, **8**, 575, 1937.
8. H. J. Williams, *Phys. Rev.*, **52**, 1004, 1937.
9. J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.*, **52**, 1178, 1937.

- 2) Анизотропия, создаваемая натяжениями
 2. (243—246); 4. (305—307).
 10. R. Becker, *Physik. Z.*, **33**, 905, 1932.
 11. L. W. Mc Keenan, *Phys. Rev.*, **53**, 301, 1938.

С. Домены — эксперимент

- 1) Поверхностные полосы
 2. (55—66); 4. (320—321).
 12. W. C. Elmore, *Phys. Rev.*, **53**, 757, 1938; **56**, 210, 1939.
 2) Обычный эффект Баркгаузена
 1. (404, 411—413); 2. (21, 290—291); 4. (321—326).
 3) Большие скачки Баркгаузена
 1. (413—415); 3. (9—25); 4. (326—329).
 13. C. W. Hears, *Phys. Rev.*, **50**, 176, 1936.
 4) Кривые намагничивания сплавов под натяжением
 3. (3—4); 4. (324).
 14. M. Kersten, *Z. techn. Physik*, **19**, 546, 1938 или *Physik. Z.*, **39**, 860, 1938.
 5) Кривые намагничивания никеля под натяжением
 2. (245—246); 3. (2—3); 4. (306—307); ссылка 10.

Д. Домены — теория

- 1) Природа, форма и размеры доменов
 2. (185—192, 293—299); первая ссылка 12.
 15. E. H. Kennard, *Phys. Rev.*, **55**, 312, 1938.
 2) Распространение скачков Баркгаузена
 3. (30—41); 4. (329).
 16. W. Döring and H. Haake, *Z. techn. Physik*, **19**, 551, 1938 или *Physik. Z.*, **39**, 865, 1938.
 17. R. Becker, *Z. techn. Physik*, **19**, 542, 1938 или *Physik. Z.*, **39**, 856, 1938.
 18. H. Schlechtweg, *Ann. Physik*, **35**, 657, 1939.
 3) Обратимое и необратимое смещение границ
 1. (409—411); 3. (42—72); ссылки 10, 14.
 19. W. F. Brown, *Phys. Rev.*, **55**, 568, 1939.
 4) Теория вращения
 ссылка 10.
 5) Статистическая теория
 1. (390—392); 2. (255—260); 5. (506—507, 517—521);
 ссылка 19.

Добавление переводчика С. В. Вонсовского

1. ФОРМА И РАЗМЕРЫ ДОМЕНОВ В ФЕРРОМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ С НЕСКОЛЬКИМИ ОСЯМИ ЛЕГЧАЙШЕГО НАМАГНИЧЕНИЯ

а) В статье Броуна дано общее описание доменной структуры ферромагнитного кристалла с одной осью легчайшего намагничивания. Обобщение этого описания на случай кристалла с несколькими осями легчайшего намагничивания встречает ряд трудностей и не является тривиальным. Большинство технических ферромагнитных материалов (железо, никель и их сплавы) имеет три (железо) или четыре (никель) оси легчайшего намагничивания, поэтому такое обобщение представляет несомненный интерес для теории технической кривой намагничивания.

Число доменов с различной ориентацией спонтанного намагничивания, или, как принято говорить, число магнитных фаз, равно удвоенному числу осей легчайшего намагничивания. Остановимся для определённости

на случае железа и всех сплавов, имеющих три такие оси, совпадающие с тетрагональными осями $[100]$, $[010]$ и $[001]$ кубической решётки. В этом случае число магнитных фаз равно шести. Между этими шестью фазами имеются два типа соседств: 1) 180° -ные соседства между фазами с намагничиванием, параллельным и антипараллельным одной и той же

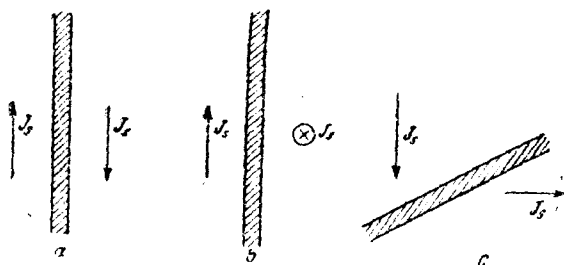


Рис. 10. a — 180° -ное соседство, b — 90° -ное соседство 1-го типа, c — 90° -ное соседство 2-го типа

легчайшей оси (рис. 10, a); 2) 90° -ные соседства между фазами, принадлежащими двум взаимноперпендикулярным осям легчайшего намагничивания. Каждое из 90° -ных соседств, в зависимости от геометрического расположения соприкасающихся магнитных фаз, может, в свою очередь, быть двух видов: 2, a) 90° -ные соседства с поворотом намагничивания J_s на 90° (при переходе от одного домена к соседнему) вокруг легчайшей оси, перпендикулярной к границе доменов (рис. 10, b); назовём их 90° -ными соседствами первого типа; 2, b) 90° -ные соседства с поворотом намагничивания на 90° в плоскости, в которой лежат векторы J_s соседних доменов (рис. 10, c); назовём их 90° -ными соседствами второго типа.

Исследование, подобное тому, которое изложено в статье Броуна, показывает, что 180° -ное соседство в трёхосном кристалле, лишённом напряжений, является энергетически невыгодным. При постепенном повороте спинов в граничном слое между соседними доменами [рис. 5, b)] после поворота на 90° спины ориентированы вдоль легчайшей оси и стремятся создать 90° -ное соседство первого типа. Если всё же искусственно «навязать» кристаллу 180° -ное соседство, то в середине граничного слоя в ориентации J_s будет скачок, равный изменению угла θ (рис. 5) на 90° (от 45 до 135°) между двумя соседними атомными плоскостями. Граничная энергия такого слоя с «разрывом» равна (с точностью до множителей ~ 1) сумме энергии γ [из формулы (8)] и энергии разрыва $\frac{I}{a^2}$ [рис. 5, a)]. Возникающее при 90° -ном соседстве магнито-стрикционное напряжение приводит к меньшей энергии, чем 180° -ная граница.

Поэтому естественным соседством в идеальном, недеформированном трёхосном кристалле является 90° -ное соседство первого типа. Ширина и энергия соответствующего граничного слоя имеют вид, полностью аналогичный (8) (отличие будет лишь в численных факторах ~ 1).

Несколько более сложным является вопрос о 90° -ном составе второго типа. Распределение ориентаций $\mathbf{J}_s$ в граничном слое должно не только удовлетворять условию минимума суммы энергий обмена и магнитной анизотропии, но также должно быть таким, чтобы в граничном слое не возникало объёмной плотности «магнитных» зарядов, которые создавали бы магнитное поле и тем самым увеличивали бы энергию кристалла. Поэтому распределение $\mathbf{J}_s$ должно удовлетворять условию $\text{div } \mathbf{J}_s = 0$ ($\text{div } \mathbf{J}_s$ равно объёмной плотности «магнитных» зарядов). Распределение рис. 5, б) удовлетворяет этому требованию. Действительно, если мы назовём через X ось, перпендикулярную граничному слою, а две другие оси Y и Z выберем в плоскости слоя, то всё распределение будет функцией только x ; $J_{sx} = 0$, поэтому

$$\text{div } \mathbf{J}_s = \frac{\partial J_{sy}(x)}{\partial y} + \frac{\partial J_{sz}(x)}{\partial z} = 0.$$

Для того, чтобы $\text{div } \mathbf{J}_s = 0$ и в случае 90° -ного соседства второго типа, оно должно иметь вид, изображённый на рис. 11. Во-первых, граница должна быть наклонена под углом 45° и 135° к направлениям $\mathbf{J}_s$ в соседних доменах и всё распределение должно зависеть лишь от координаты x' . Во-вторых, поворот вектора $\mathbf{J}_s$ при переходе от домена I к до-

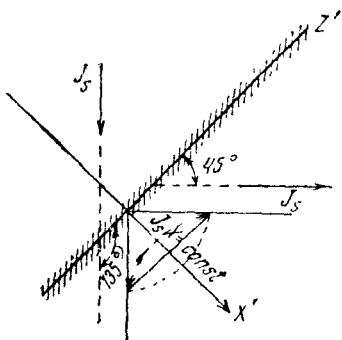


Рис. 11

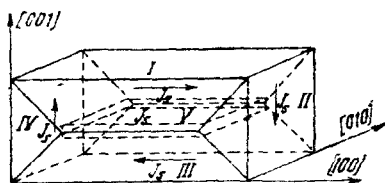


Рис. 12

мену II должен совершаться так, чтобы проекция $\mathbf{J}_s$ на ось X' , $J_{sx'}$, была при этом постоянной и равной $J_s \cos 45^\circ = \frac{J_s}{\sqrt{2}}$. Это можно осуществить, если заставить вектор $\mathbf{J}_s$ вращаться по образующей конуса, высотой которого служит направление, параллельное оси X' , и угол при вершине равен 45° (рис. 11). В этом случае

$$\text{div } \mathbf{J}_s = \frac{\partial J_{sy'}(x')}{\partial y'} + \frac{\partial J_{sz'}(x')}{\partial z'} = 0.$$

Как показал расчёт¹, толщина граничного слоя d и его энергия γ в случае 90° -ного соседства второго типа, с точностью до множителя ~ 1 , такие же, как в случае 90° -ного соседства первого типа, т. е. аналогичны выражениям (8).

б) Зная характер границ между доменами, можно сделать ряд выводов о форме доменов в трёхосном ферромагнитном кристалле. Рассмотрим несколько образцов простейшей формы.

1) Прямоугольный параллелепипед с рёбрами, параллельными легчайшим осям (рис. 12). В этом случае нет надобности разбивать образец на мелкие домены. Достаточно распределить намагничение по пяти доменам (рис. 12), чтобы условия $\text{div } \mathbf{J}_s = 0$ и $J_{sn} = 0$ (J_{sn} равно нормальной составляющей $\mathbf{J}_s$ к поверхности образца) были удовлетворены. Появление промежуточного домена V нужно для устранения 180° -ного соседства между доменами I и III, ибо две 90° -ные границы I—V и III—V энергетически выгоднее одной 180° -ной границы I—III.

Выбор распределения, показанного на рис. 12, конечно, неоднозначен. Оно может быть заменено, например, распределением, повернутым на 90° вокруг одной из легчайших осей. При переходе от одного распределения к другому будет небольшое изменение в энергии кристалла. Поэтому осуществление того или иного из этих энергетически почти эквивалентных распределений будет существенно зависеть от условий и способов получения исходного размагниченного состояния. Как общий вывод надо указать, что в идеальном кристалле рассматриваемой формы должна наблюдаться тенденция к росту доменов до величины порядка размеров самого образца.

2) Рассмотрим теперь образец, у которого хотя бы одна грань не параллельна ни одной из легчайших осей. В этом более общем случае условию $\text{div } \mathbf{J}_s = 0$ уже нельзя удовлетворить, разбивая образец на небольшое число больших доменов. Здесь имеет место распределение намагничения, аналогичное полученному для кобальта Ландау и Лифшицем². Внутри кристалла (рис. 13) имеются регулярные плоскопараллельные домены I, II, III, IV, ..., намагниченные вдоль и против осей [001] и [010]. Домены I, III, ... при подходе к поверхностям образца aa' и bb' «заостряются». Между этими заострёнными концами находятся поверхностные домены V, VI, VII, VIII, ..., имеющие в плоскости чертежа сечение формы трапеции. Эти домены образуют 90° -ные соседства первого типа с доменами II, IV, ... и 90° -ные¹⁾ соседства второго типа с доменами I, III, ... Равновесное значение толщины d доменов определяется из условия минимума свободной энергии данного распределения, которая состоит из двух частей: а) энергии магнитной анизотропии E_s поверхностных доменов V, VI, ..., намагниченных по направлениям, не совпадающим с осями легчайшего намагничения, и б) энергии E_i граничных слоёв между доменами. Если через l_1, l_2 и l_3 обозначить размеры образца по трём осям, а через $\vartheta_1, \vartheta_2, \varphi_1, \varphi_2$ и ψ_1, ψ_2 соответственно углы между осями [001], [010], [100] и линиями пересечения граней образца с соответствующим сечением (рис. 13), то легко показать, что

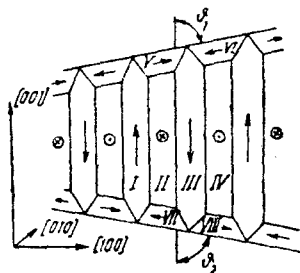


Рис. 13

¹⁾ Здесь, конечно, 90° надо рассматривать просто как сокращённое обозначение, ибо фактически угол между векторами $\mathbf{J}_s$ этих соседних доменов не равен 90° .

равновесная толщина доменов d равна

$$d = 2 \sqrt{l_2 l_3} \sqrt[4]{\frac{T}{ak} [l_1 (\sin \phi_1 \cos^2 \phi_1 + \sin \phi_2 \cos^2 \phi_2) + \\ + l_2 (\sin \vartheta_1 \cos^2 \vartheta_1 + \sin \vartheta_2 \cos^2 \vartheta_2) + \\ + l_3 (\sin \varphi_1 \cos^2 \varphi_1 + \sin \varphi_2 \cos^2 \varphi_2)]}. \quad (1')$$

Если все углы стремятся к 0 или $\frac{\pi}{2}$, то $d \rightarrow \infty$. Это означает, что при переходе к образцу в форме прямоугольного параллелепипеда с рёбрами вдоль легчайших осей домены становятся соизмеримыми с размерами образца.

Так как размеры l_i и все углы ϑ_i , φ_i и ϕ_i могут меняться от сечения к сечению образца и даже от точки к точке, то и толщина домена будет функцией координат образца. То обстоятельство, что в множитель $\sqrt{l_2 l_3}$ входят лишь два размера образца, принадлежащие тому сечению, в котором лежат регулярные домены, является математическим вырождением «физической неоднозначности» данного распределения J_s .

Замена «слоистого» распределения доменов на любое другое, например на распределение J_s в виде призматических доменов, является энергетически невыгодной. Таким образом, можно сказать, что в кристалле с тремя легчайшими осями доменная структура носит «слоистый» характер. Система плоскопараллельных доменов образует 90° -ные соседства первого типа. Каждая пара ближайших антипараллельно намагниченных доменов (разделённых доменом, намагниченным под углом $\pm 90^\circ$) образует замкнутую магнитную цепь вместе с поверхностными доменами, с которыми они образуют 90° -ные соседства второго типа.

с) При переходе к реальному кристаллу необходимо считаться с наличием внутренних неоднородностей, остаточных деформаций, посторонних включений и т. п. Поэтому плоскопараллельная форма доменов уже не может отвечать минимуму свободной энергии кристалла. Положения плоских границ между доменами, проходящими через весь кристалл, не связаны с распределением напряжений в кристалле. Поэтому разбиение кристалла на плоские домены не должно было бы зависеть от внутренних напряжений. Но это явно противоречит опыту, который указывает на зависимость всех технических магнитных свойств ферромагнетика от внутренних напряжений. В частности, от них сильно зависит величина начальной проницаемости, которая связана с положением границ между доменами. Если бы в реальном кристалле границы были плоскими независимо от напряжений, то кристалл намагничивался бы до насыщения в исчезающе малых полях при любой обработке материала. Кроме того, было бы совершенно непонятно существование остаточного намагничивания, которое появляется во всех реальных образцах после первого намагничивания до насыщения. С точки зрения идеальной модели в отсутствии магнитного поля должно произойти спонтанное разбиение на плоские домены. Поэтому, по всей вероятности, в реальных ферромагнетиках, в которых

всегда есть внутренние напряжения, как-то распределённые по объёму кристалла, граничные зоны проходят по местам с минимальным значением напряжений или по местам, где напряжение меняет знак (граница областей сжатия и растяжения). Такое распределение границ между доменами соответствует минимуму их энергии γ .

В случае многоосного кристалла наличие больших однородных напряжений внутри объёма, заключающего несколько доменов, может сделать материал магнитноодноосным и тем самым сделать энергетически выгодными 180° -ные соседства¹⁾. Для этого необходимо, чтобы совпадали знаки напряжений σ_i и магнитострикции λ и чтобы их произведения $\lambda\sigma_i$ были значительно больше константы магнитной анизотропии K . Если это условие соблюдено и σ_i однородно, то многоосный материал становится магнитнотекстурованным, что может значительно повысить его магнитные свойства.

2. ТЕОРИЯ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ БЛОХА²—КОНДОРСКОГО⁴

Изложенные Броуном современные представления о процессах технического намагничивания в области слабых полей позволяют построить не только теорию обратимых явлений в слабых полях, но также и необратимых. В основе теории необратимых явлений лежит уравнение равновесия (14) между гидростатическим давлением

$p_H = 2J_s H$ и внутренним давлением $p_T = \frac{d\gamma}{dx}$. Обратимое смещение границы, описываемое уравнением (14),

будет происходить до тех пор, пока граница, выйдя из своего равновесного положения $x=0$, соответствующего $\frac{d\gamma}{dx} = 0$ (рис. 14), не достигнет положения x_A , которое

соответствует ближайшему максимуму $p_T = \left(\frac{d\gamma}{dx}\right)_{\max}$. При этом поле достигает значения

$$H'_0 = \frac{1}{2J_s} \left(\frac{d\gamma}{dx}\right)_{\max},$$

которое играет роль критического поля. После достижения поля H_0 граница может продолжать своё смещение уже без дальнейшего увеличения внешнего поля. Это самопроизвольное смещение будет идти либо до полного поглощения соседнего домена, либо до точки x_B (рис. 14) начиная с которой внутреннее давление p_T снова увеличивается. При дальнейшем увеличении H ($> H'_0$) опять начинается обратимое смещение границы, которое может перейти в необратимый скачок после достижения в x_C следующего, более высокого максимума давления p_T . Необра-

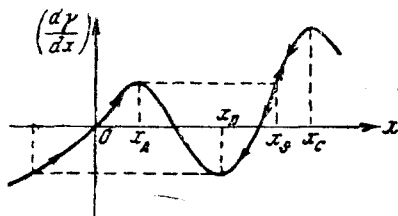


Рис. 14

¹⁾ См., например, Я. Ширококов, ЖЭТФ, 11, 1941.

тимостью перехода границы из x_A в x_B явствует из следующего: если после достижения точки x_C уменьшать величину магнитного поля, то при $H = H'_0$ граница останется в точке x_B и при дальнейшем уменьшении поля не совершит скачка x_A , а будет обратимо смещаться до точки x_D , которой соответствует ближайший максимум p_1 (при обратном смещении роли максимумов и минимумов меняются). После этого граница, без дальнейшего уменьшения поля, может скачком перейти в точку x_E . Только из этого положения граница может вернуться в исходную точку $x = 0$, но уже, вообще говоря, при другом значении магнитного поля. Из этого рассмотрения, являющегося схематической иллюстрацией механизма технического намагничивания, видно, что причиной необратимости является неоднородность поверхностной энергии γ . Чем более однородна энергия γ , т. е. чем меньше её градиенты, тем меньше значения критических полей H_0 и в тем более узком интервале полей происходят необратимые явления в ферромагнетиках.

Блох³ предполагал, что изменение энергии γ при смещении границы обусловлено изменениями интеграла обмена, вызванными неоднородностями решётки реального кристалла. Возможности изменения магнитноупругой части энергии γ при смещении границ Блох не учитывал. Так как опыт указывает на прямую связь между коэрцитивной силой, критическим полем и упругими напряжениями, то Кондорский⁴ считает более вероятным, что основная часть изменения энергии γ при смещении границы обусловлена изменениями магнитноупругой энергии.

Общее выражение для критического поля по (14) имеет вид:

$$H_0 = \frac{1}{2J_s} \left(\frac{d\gamma}{dx} \right)_{\max}, \quad (2')$$

где γ согласно (8) равно

$$\gamma = \frac{2}{a^2} V \overline{IA}. \quad (3')$$

Магнитноупругая энергия $A = \frac{3}{2} \lambda \sigma$, где σ — внутренние напряжения, а λ — магнитострикция насыщения. Считая, что в (2') от x зависит только σ , находим;

$$\frac{d\gamma}{dx} = \frac{3}{2} \lambda d \frac{d\sigma}{dx},$$

где d — толщина границы, определяемая по (8). Следовательно, по (2')

$$H_0 = \frac{3}{4} \frac{\lambda d}{J_s} \left(\frac{d\sigma}{dx} \right)_{\max}. \quad (4')$$

Если среднее расстояние между двумя последовательными минимумами $\sigma(x)$ велико по сравнению с толщиной границы d , то для простоты можно положить, что $\sigma(x)$ имеет вид, изображённый на рис. 15. В этом случае $\frac{d\sigma}{dx} = \frac{2\Delta\sigma}{l}$, где $\Delta\sigma$ — средняя величина неоднородностей напряжений, а l —

среднее расстояние между соседними минимумами. Поэтому из (4') имеем:

$$H_0 = \frac{3}{2} \frac{\lambda \Delta \sigma}{J_s} \frac{d}{l} \quad (d \ll l). \quad (5')$$

В противоположном случае ($l \ll d$) распределение напряжений будет

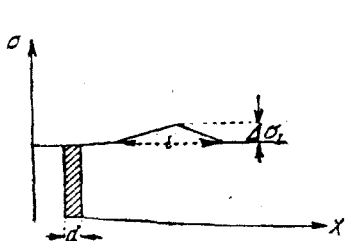


Рис. 15

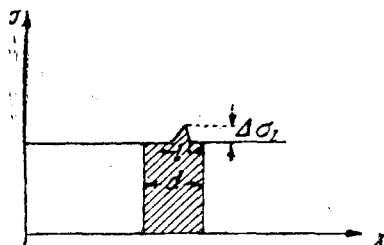


Рис. 16

иметь вид, изображённый на рис. 16. Как показал Керстен⁵,

$$H_0 \approx \frac{1}{2} \frac{\lambda \Delta \sigma}{J_s} \frac{l}{d} \quad (d \gg l). \quad (6')$$

В общем случае (5') и (6') можно записать в виде

$$H_0 = p_0 \frac{\lambda \Delta \sigma}{J_s}, \quad (7')$$

где $0 \leq p_0 \leq 1$ — численный фактор, величина которого определяется распределением внутренних напряжений.

На рис. 17 приведён график зависимости H_0 от отношения $\frac{l}{d}$. При $\frac{l}{d} \ll 1$

$p_0 \sim \frac{l}{d}$, а при $\frac{l}{d} \gg 1$ $p_0 \sim \frac{d}{l}$, при $\frac{l}{d} \sim 1$ $p_0 \sim 1$ и H_0 достигает своего максимального значения.

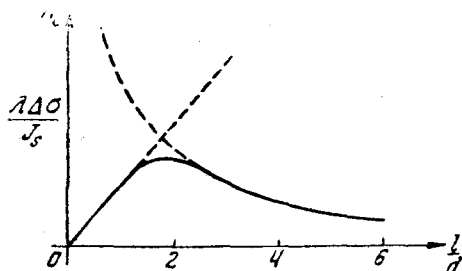


Рис. 17

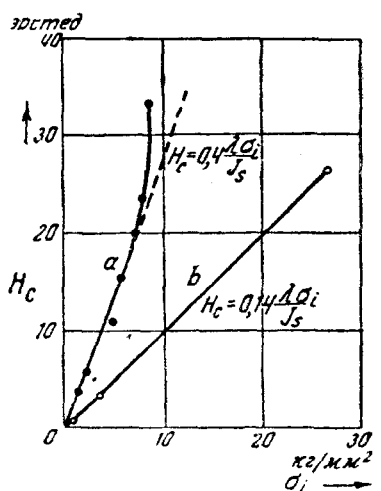


Рис. 18

⁵ Как указывалось в статье Броуна, коэрцитивная сила в растянутой проволоке с прямоугольной петлёй (рис. 6) совпадает не с критическим

полем H_0 , а с полем старта H_s , которое определяется условиями зарождения областей перемagnetичения. Однако, в нормальном ферромагнетике, как указал Керстен⁵, коэрцитивная сила H_c определяется средним значением критического поля H_0 . Согласно (7')

$$H_c = \frac{3}{2} p_c \frac{\lambda \Delta \sigma}{J_s}, \quad (8')$$

где $\frac{3}{2} p_c$ учитывает распределение напряжений и критических полей H_0 по всему образцу.

Формула (8') подтверждается опытом. На рис. 18 дана опытная зависимость H_c от $\Delta \sigma$ для двух образцов (a и l) никеля. Различие между образцами обуславливается различием в распределении напряжений.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА ОТ РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ

Появление доменной структуры в ферромагнетиках является результатом конкуренции между намагничивающим действием обменных сил и размагничивающим действием поверхности тела. При разбиении ферромагнетика на домены возникает положительная поверхностная энергия γ граничных слоёв. Появление этой существенно положительной энергии в образцах обычных размеров выгоднее, чем если бы существовала положительная энергия размагничивающего поля поверхности. Если уменьшать размеры ферромагнетика, то при некоторой критической величине этих размеров может оказаться, что появление поверхностной энергии γ термодинамически невыгодно¹⁾. Поэтому при дальнейшем уменьшении размеров ферромагнетика следует ожидать появления спонтанного намагничивания всего образца в целом. Однако, если ещё дальше продолжать уменьшать размеры тела, то возможно вообще исчезновение ферромагнитного состояния.

Недавно Хауль и Шоон⁶ нашли, что аэрозоли γ - Fe_2O_3 при линейных размерах $\sim 16 \text{ \AA}$ слабо парамагнитны. При увеличении размеров до $30 - 40 \text{ \AA}$ их восприимчивость сильно растёт и делается зависящей от поля. Авторы приходят к выводу, что в интервале размеров от 30 до $40 \text{ \AA}$ находится нижняя граница для величины областей спонтанного намагничивания в изолированном виде.

Байшер и Винкель⁷, Винкель и Хауль⁸ исследовали аэрозоли никеля и железа. В случае никеля частицы размерами $35 \times 60 \times 210 \text{ \AA}$ спонтанно слипалась в цепочки, которые под действием поля ориентировались вдоль него и при перемagnetичивании поворачивались на 180° . Слипание имело место при тщательной экранировке земного магнитного поля (поле было во всяком случае меньше, чем $0,004$ эрстеда) и исчезало при нагревании выше точки Кюри.

Эльмор⁹ и Хипс¹⁰ производили подобные исследования с ферромагнитными коллоидами. Кривая намагничивания, снятая с таких коллоидов, совпадает с кривой Ланжевена для парамагнитного газа, для которого

¹⁾ См. Я. И. Френкель и Я. Г. Дорфман, *Nature*, 1930.

роль элементарных магнитов играют отдельные спонтанно намагниченные коллоидные частицы.

Надо указать, однако, что пока ещё нет полного экспериментального и теоретического решения вопроса о зависимости ферромагнетизма от размеров частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Вонсовский (в печати).
 2. Л. Ландау и Е. Лифшиц, *Sov. Phys.*, **8**, 153, 1935.
 3. F. Bloch, *Z. Physik*, **74**, 295, 1932.
 4. Е. И. Кондорский, *ЖЭТФ*, **7**, 1117, 1937; см. также *Sov. Phys.*, **11**, 597, 1937.
 5. M. Kersten, Из сборника под редакцией R. Becker'a «Probleme der techn. Magnetisierungskurve», J. 1938, стр. 42.
 6. W. C. Elmore, *Phys. Rev.*, **54**, 1092, 1938.
 7. C. W. Heaps, *Rhys. Rev.*, **57**, 528, 1940.
-